

Г. Ф. НОВИКОВ

РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА

*Допущено
Государственным комитетом СССР
по народному образованию в качестве учебника
для студентов геофизических специальностей
визов и университетов*



ЛЕНИНГРАД «НЕДРА» ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ 1989

ББК 26.2
Н73
УДК 550.835 (075.8)

Рецензенты:

1. Кафедра ядерной геофизики Свердловского горного института им. В. В. Вахрушева.
2. Д-р геол.-минерал. наук проф. *В. А. Мейер* (ЛГУ)

Новиков Г. Ф.

Н73 Радиометрическая разведка: Учебник для вузов.—
Л.: Недра, 1989.— 407 с.: ил.

ISBN 5—247—00832—4

Рассмотрены основные положения учения о радиоактивности и ионизирующих излучениях, сопровождающих радиоактивный распад естественных радиоактивных элементов; принципы и средства регистрации излучения, радиометрическая аппаратура. Изложены теория, методика и принципы геологической интерпретации поисковых радиометрических методов (различных видов гамма-съемок и модификаций эманационной съемки), а также методы опробования радиоактивных руд в скважинах и горных выработках. Показано комплексное применение радиометрических методов при поисках радиоактивных руд и нерадиоактивных полезных ископаемых, парагенетически связанных с радиоактивными элементами.

Для студентов геофизических специальностей горных и геолого-разведочных вузов и университетов.

Н 1804050000—318 85—89
043(01)—89

ББК 26.2

ISBN 5—247—00832—4

© Издательство «Недра», 1989

ВВЕДЕНИЕ

В состав радиометрической разведки включена группа методов разведочной геофизики, изучающих в целях поисков и разведки месторождений полезных ископаемых поля ионизирующих излучений естественных радиоактивных элементов, а также некоторые модификации методов геолого-геохимического цикла, исследующих различные проявления радиоактивного распада, как-то: образование радиогенных изотопов Pb, He, радиационных дефектов в кристаллах.

По условиям применения методы радиометрической разведки разделяются на полевые методы поисков и оценки аномалий, методы опробования руд на месте залегания и методы лабораторного анализа. К первой группе отнесены самолетная, автомобильная, пешеходная, глубинная и подводная γ -съемки, эманационная съемка, методы радиогенного свинца и радиационных дефектов. Вторую группу составляют γ -картаж и радиометрическое опробование, третья — α -, β -, γ -анализ, эманационные методы анализа.

Главная область применения радиометрической разведки — поиски и разведка месторождений U и Th, содержащих основное сырье для атомной энергетики. Этой главной цели и подчинено изложение материала в книге. В отдельных разделах обсуждается также применение радиометрии при поисках нерадиоактивных полезных ископаемых, имеющих парагенетическую или пространственную связь с радионуклидами.

Радиометрическая разведка является интенсивно развивающейся отраслью ядерной геологии. Ее зарождение относится к началу 20-х годов настоящего столетия и связано в первую очередь с именами советских исследователей (А. П. Кириков, Л. Н. Богоявленский). Гамма-съемка, эманационная съемка, некоторые методы радиометрического анализа шtuффов и порошковых проб, γ -опробование руд в коренном залегании впервые возникли в СССР, некоторые из этих методов параллельно развивались в Германии; в США они начали применяться на 7—8 лет позже.

Большую роль в развитии радиометрической разведки сыграли коллективы Радиометрического кабинета Центрального научно-исследовательского геологоразведочного института (ЦНИГРИ) в Ленинграде (А. П. Кириков, Г. В. Горшков, А. Г. Граммаков, Л. М. Курбатов) и лаборатории ЦНИГРИ в Москве (В. И. Баранов, Е. Г. Грачева).

Курс лекций по радиометрической разведке (радиометрии) впервые прочитан Л. Н. Богоявленским в 1923/24 учебном году в Петроградском горном институте. В 1930 г. в Московском геологораз-

ведочном комбинате создана первая в стране кафедра радиометрии во главе с В. И. Барановым.

Однако бурное развитие и широкое внедрение радиометрической разведки получила после 1945 г. в связи с открытием атомной энергии. Быстро совершенствуются аппаратура, методика полевых и лабораторных работ, разрабатываются и внедряются высокопроизводительные самолетные и автомобильные, а также глубинные методы поисков радиоактивных руд, открываются и разведываются новые месторождения урана. Создаются крупные производственные и научные коллективы.

Для обеспечения кадрами научных и производственных учреждений в ряде вузов страны организуется выпуск специалистов; создаются радиометрические учебные и научные лаборатории в Московском геологоразведочном институте (В. И. Баранов, А. С. Сердюкова, Д. Ф. Зимин), Ленинградском горном институте (Г. Ф. Новиков, Ю. Н. Капков, А. Я. Синицын), Свердловском горном институте (Н. А. Иванов, Г. С. Возженников), Московском институте нефтехимической и газовой промышленности (В. Н. Дахнов, В. В. Ларионов), Ленинградском университете (В. А. Мейер, А. А. Сатурин).

На современном этапе радиометрическая разведка охватывает широкую область знаний и представляет собой самостоятельное научное направление. С помощью радиометрических методов открыто большинство урановых месторождений в СССР и за рубежом. Достижения в радиометрии органически связаны с мировыми достижениями в разведочной геофизике, геологии, геохимии, радиоэлектронике, приборостроении, вычислительной технике, автоматике.

В написании книги принимали участие Р. М. Габитов (раздел 3.6), Г. И. Ганичев (раздел 18.9). Большая работа по оформлению рукописи выполнена С. А. Трубачевым.

Раздел первый

ФИЗИЧЕСКИЕ, ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Радиометрическая разведка базируется на регистрации ионизирующих излучений геологических объектов с различным содержанием естественных радиоактивных элементов — как с их рудными скоплениями, так и с кларковыми содержаниями в горных породах разного происхождения.

В первом разделе книги основное внимание уделено составу и энергетическому спектру ионизирующих излучений, физическим процессам взаимодействия излучений с веществом и регистрации излучений применяемой ныне радиометрической аппаратурой.

Глава 1

РАДИОАКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ. ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

В этой главе кратко изложены основы учения о радиоактивности. С высокой степенью детальности представлены спектры α -, β -, γ -излучения радионуклидов, входящих в уранорадиевое, ториевое и актиноурановое семейства. Рассмотрены распад и накопление короткоживущих продуктов распада эманаций, отличающихся высокой α -, β -, γ -активностью, что во многом определяет особенности методики эманационной съемки, а также β - и γ -съемок.

1.1. Виды радиоактивных превращений. Ионизирующие излучения и их свойства

По современным представлениям атом состоит из ядра и электронов, располагающихся вокруг ядра в виде слоев, число которых увеличивается по мере возрастания порядкового номера элемента Z . Атомы тяжелых элементов, относящихся к седьмому периоду системы Менделеева, имеют 7 последовательно расположенных от ядра слоев: K, L, M, N, O, P, Q , характеризующихся главными квантовыми числами n от 1 до 7. В каждом слое имеется от 1 до 4 оболочек электронов: s, p, d, f — с орбитальными квантовыми

Т а б л и ц а 1.1. Характеристика радиоактивных превращений

Тип превращений	Схема превращений	Элементы, для которых данный тип распада преобладает
Альфа-распад (α -распад)	Вылет α -частицы	Тяжелые ($Z \geq 83$), TR с числом нейтронов 84, $^{147}_{62}\text{Sm}$, ^8Be
Бета-распад электронный (β^- -распад)	$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$	Благоприятно при условии $(A-Z)/Z > 1$
Бета-распад позитронный (β^+ -распад)	$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$	Благоприятно при условии $(A-Z)/Z \leq 1$
Электронный захват (E -захват)	$p + e \rightarrow n + \nu$, слабое возбуждение ядра	E -захват сопутствует β^+ - , реже β^- - распаду
Спонтанное деление ядер	Вылет двух осколков и нейтронов деления	Th, U, трансурановые элементы

Примечание. $M^Я$, $M^А$ —масса ядра и атома, а. е. м.; m_α , m_e , m_n —масса α - и e , равен 931,5016 МэВ; ΔE —полная энергия распада, МэВ.

числами l , равными 0, 1, 2, 3, и с максимальным числом электронов 2, 6, 10, 14 соответственно.

Ядра атомов состоят из положительно заряженных протонов p , число которых равно атомному номеру Z , и нейтронов n , число которых равно $A-Z$, где A — массовое число элемента. В ядре возможны переходы типа $n \rightarrow p$ и $p \rightarrow n$. Протон и нейтрон рассматривают как разное состояние одной элементарной частицы, называемой нуклоном.

Нуклоны, входящие в ядро, связаны между собой ядерными силами притяжения, обеспечивающими большую прочность ядра.

Уравнение распада и энергия излучения при распаде	Вид излучений, сопровождающих распад
$M_{Z, A}^{\alpha} \rightarrow M_{Z-2, A-4}^{\alpha} + m_{\alpha} + \Delta E/K; \quad (1.1)$	α -излучение с дискретным спектром тонкой структуры; γ -излучение низкоэнергетическое; электроны внутренней конверсии; характеристическое фотонное излучение
$\Delta E = K (M_{Z, A}^{\alpha} - M_{Z-2, A-4}^{\alpha} - m_{\alpha} - 2m_e) \quad (1.2)$	
$M_{Z, A}^{\beta-} \rightarrow M_{Z+1, A}^{\beta-} + m_e + \Delta E/K; \quad (1.3)$	β^- -излучение с непрерывным спектром; γ -излучение разных энергий; электроны внутренней и парной конверсии; характеристическое фотонное излучение
$\Delta E = K (M_{Z, A}^{\beta-} - M_{Z+1, A}^{\beta-}) \quad (1.4)$	
$M_{Z, A}^{\beta+} \rightarrow M_{Z-1, A}^{\beta+} + m_e + \Delta E/K; \quad (1.5)$	β^+ -излучение с непрерывным спектром; γ -излучение разных энергий
$\Delta E = K (M_{Z, A}^{\beta+} - M_{Z-1, A}^{\beta+} - 2m_e) \quad (1.6)$	
$M_{Z, A}^{\gamma} + m_e \rightarrow M_{Z-1, A}^{\gamma} + \Delta E/K; \quad (1.7)$	γ -излучение разной энергии; характеристическое фотонное излучение
$\Delta E = K (M_{Z, A}^{\gamma} - M_{Z-1, A}^{\gamma}) \quad (1.8)$	
$M_{Z, A}^n \rightarrow M_{Z_1, A_1}^n + M_{Z_2, A_2}^n + 2m_n + \Delta E/K; \quad (1.9)$	n -излучение; γ -излучение; β^- -излучение осколков
$\Delta E \approx 0,8 A \quad (1.10)$	

β^- , β^+ -частиц и нейтрона, а. е. м; K -энергетический эквивалент атомной единицы мас-

Эти силы быстро затухают с увеличением расстояния между частицами и обладают способностью к насыщению, особенно в системе $2n \rightarrow 2p$. Этим объясняется наличие в ядре наряду с элементарными частицами p и n более сложных α -частиц (${}^4_2\text{He}$), состоящих из двух протонов и двух нейтронов.

Опираясь на указанные представления об атоме, рассмотрим физическую сущность явления радиоактивности и радиоактивных превращений.

Радиоактивность — самопроизвольный распад ядер атомов, протекающий с определенной вероятностью, присущей данному ра-

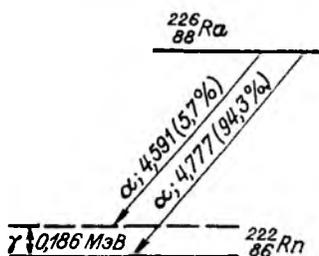


Рис. 1.1. Схема α -распада Ra.

дионуклиду. Радиоактивные превращения происходят с изменением строения, состава и энергетического состояния ядра и сопровождаются испусканием или захватом заряженных частиц, делением ядер и испусканием коротковолнового γ -излучения электромагнитной природы.

Известны следующие основные типы радиоактивных превращений: альфа-распад, бета-распад (электронный и позитронный распад и электронный захват), спонтанное деление ядер (табл. 1.1). Для естественных радиоактивных элементов в равной мере характерны α -распад и электронный β -распад; для искусственных элементов, получаемых в результате тех или иных ядерных реакций, характерны β -превращения, включая и электронный захват. Спонтанное деление при самопроизвольном распаде имеет подчиненное значение и наблюдается лишь у тяжелых ядер.

Альфа-распад. Вылет α -частицы с кинетической энергией E_α из ядра радиусом R_0 с потенциальным барьером $U_0 > E_\alpha$ представляет случай туннельного перехода частицы через барьер. Вероятность этого процесса резко зависит от E_α и от особенностей строения ядра. Заряд Z вновь образуемого ядра уменьшается на 2 единицы, массовое число A — на 4 единицы по сравнению с материнским нуклидом. Полная энергия распада ΔE (см. табл. 1.1) распределяется между α -частицей и испытывающим отдачу дочерним ядром.

Альфа-распад сопровождается обычно γ -излучением с энергией E_γ от десятков до первых сотен килоэлектронвольт. Возникновение γ -излучения связано с тонкой структурой α -спектра, сущность которой состоит в том, что часть материнских ядер испускает α -частицы с энергией $E < E_{\max}$. Такие ядра оказываются в возбужденном состоянии и при переходе на нормальный энергетический уровень испускают коротковолновое электромагнитное γ -излучение сравнительно небольшой интенсивности (рис. 1.1).

Испускание γ -квантов конкурирует с выделением электронов внутренней конверсии, когда происходит прямая передача энергии возбужденного ядра электронной оболочке. Для большинства α -излучающих нуклидов внутренняя конверсия электронов преобладает над γ -излучением.

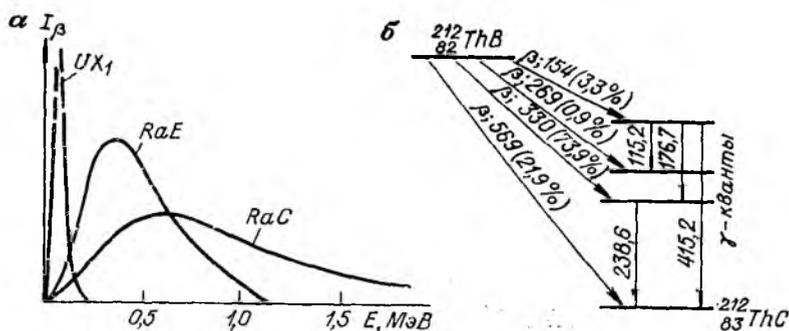


Рис. 1.2. Непрерывные спектры β -излучения (а) и схема β -распада (б).

Электронный бета-распад. Этот процесс возникает в результате внутриядерного превращения нейтрона в протон. Возбужденное ядро испускает β -частицу, имеющую массу покоя электрона и его заряд, и антинейтрино $\bar{\nu}$. Энергия распада E_{max} распределяется неравномерно между β -частицей и антинейтрино, поэтому энергетический спектр β -излучения непрерывный (рис. 1.2, а), причем максимум кривой распределения приходится в среднем на значение $0,28 E_{\text{max}}$.

Часть дочерних ядер при своем образовании оказывается на промежуточных энергетических уровнях (рис. 1.2, б) и при переходе на основной уровень испускает γ -кванты с энергией от десятков до тысяч килоэлектронвольт или конкурирующие с ними электроны внутренней конверсии. Среди естественных радиоактивных нуклидов основными γ -излучателями являются именно β -излучатели. Как следует из схемы распада (рис. 1.2, б), первичный спектр γ -излучения линейчатый, а суммарное число квантов на распад может превышать единицу.

Образование части дочерних ядер на промежуточных энергетических уровнях приводит к тому, что в спектре β -излучения одного радионуклида оказывается несколько групп частиц с различными значениями E_{max} . Так, в спектре ThB (рис. 1.2, б) это группы с энергией E_{max} 154, 269, 330 и 569 кэВ. Распределение частиц по энергиям внутри каждой группы остается непрерывным. Энергия $E_{\text{max } i}$ соответствует суммарной энергии β -частицы и антинейтрино i -й группы, а полная энергия распада ΔE (см. табл. 1.1) распределяется между β -частицей, антинейтрино и γ -квантом.

Скорость β -распада изменяется в широких пределах. Наряду с быстрораспадающимися нуклидами (UX₂, RaC, ThC'') существуют и долгоживущие β -излучатели: ^{40}K , ^{87}Rb и др. Некоторые β -распадные радиоактивные ядра обладают двумя периодами полураспада. Причиной этого является возможность существования дочерних ядер в двух изомерных состояниях. Примером ядерной изомерии служат продукты распада нуклида UX₁ ($^{234}_{90}\text{Th}$).

Позитронный бета-распад. Позитрон и нейтрино излучаются возбужденным материнским ядром в результате внутриядерных превращений протона в нейтрон. Энергетический спектр позитронов, как и β^- -частиц, непрерывный, а отдельные нуклиды испускают несколько групп β^+ -частиц с различной энергией $E_{\max i}$. У естественных радионуклидов этот вид превращений не отмечается.

Электронный захват. Вызывается внутриядерным превращением протона в нейтрон, однако, в отличие от позитронного распада, это превращение сопровождается относительно слабым возбуждением ядра и способностью захвата электрона лишь из ближайших к ядру слоев, и в первую очередь из K -слоя (K -захват). Захват электрона ядром вызывает перестройку электронов на орбитах атома и сопровождается характеристическим рентгеновским излучением дочернего нуклида. Энергия распада ΔE распределяется между γ -квантом и нейтрино. Примером распада путем электронного захвата является изотоп ^{40}K .

Спонтанное деление ядер. Совершенно неустойчивые ядра характеризуются параметром $Z^2/A = 50$. Для ядер Th и U со значением этого параметра 35 и 36 деление возможно путем туннельного перехода, аналогичного α -распаду. Ядро самопроизвольно раскалывается на два разлетающихся с большой скоростью осколка с массовыми числами A_1 и A_2 , имеющими преобладающие значения соответственно 90—106 и 132—148. Вероятность спонтанного деления U и Th оценивается значениями 10^{-16} — 10^{-17} лет $^{-1}$.

Процесс деления ядер сопровождается испусканием мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, γ - β -излучением распадающихся осколков, перегруженных нейтронами. Ядерная энергия, освобождающаяся при делении, в основном выражается в виде кинетической энергии разлетающихся осколков. Ее значение для одного делящегося ядра U составляет около 180 МэВ.

Наибольший интерес в атомной энергетике представляет вынужденное деление ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu под влиянием медленных нейтронов. При каждом акте распада этих ядер испускается 2—3 нейтрона, которые продолжают процесс деления, перевода его в цепную реакцию, сопровождающуюся выделением колоссального количества энергии. Скорость выделенной атомной энергии при необходимости регулируется введением поглотителей и замедлителей нейтронов (кадмий, графит, вода и др.), что делает возможным широкое применение атомной энергии в народном хозяйстве.

Как видно из приведенного обзора, при радиоактивном распаде испускаются заряженные частицы (α -, β^- -, β^+ -частицы, электроны внутренней конверсии), являющиеся непосредственно ионизирующим излучением, а также фотонное излучение (γ -кванты, характеристическое рентгеновское излучение) и нейтроны, относящиеся к группе косвенно ионизирующего излучения, которое при взаимодействии со средой создает вторичное непосредственно ионизирующее излучение. Так, например, нейтроны не ионизируют газ, од-

Таблица 1.2. Основные физические константы элементарных частиц

Частицы	Масса		Заряд, 10^{-19} Кл
	г	а. е. м.	
α -частица	$6,64660 \cdot 10^{-24}$	4,002603	+3,20438
β -частица	$9,10977 \cdot 10^{-28}$	$5,48593 \cdot 10^{-4}$	-1,60219
Позитрон	$9,10977 \cdot 10^{-28}$	$5,48593 \cdot 10^{-4}$	+1,60219
Протон	$1,67352 \cdot 10^{-24}$	1,007825	+1,60219
Нейтрон	$1,67496 \cdot 10^{-24}$	1,008665	0,000

Примечание. Атомная единица массы (а. е. м.) равна $1,660565 \cdot 10^{-24}$ г.

нако, взаимодействуя со средой, вызывают ядерные реакции, сопровождающиеся испусканием непосредственно ионизирующих заряженных частиц. Константы элементарных частиц приведены в табл. 1.2.

Гамма-кванты, представляющие собой коротковолновое электромагнитное излучение, обнаруживают волновые и корпускулярные свойства. Они обладают скоростью движения, равной скорости света c , энергией $h\nu$ и импульсом

$$P = h\nu/c, \quad (1.11)^*$$

где ν — частота электромагнитных колебаний, c^{-1} ; h — постоянная Планка, равная $6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с или $4,136189 \cdot 10^{-15}$ эВ·с.

Длины волн γ -излучения естественных радионуклидов находятся в диапазоне $3,1 \cdot 10^{-9}$ — $4,7 \cdot 10^{-11}$ см, энергия 0,04—2,6 МэВ ($1 \text{ МэВ} = 1,602 \cdot 10^{-13}$ Дж). Гамма-кванты не имеют заряда, в магнитном поле отклонения не испытывают.

Нейтроны в зависимости от скорости движения v и энергии E_n условно делятся на 9 энергетических групп (см. табл. 2.5). В свободном состоянии нейтроны существуют недолго и либо захватываются ядрами, либо распадаются с периодом полураспада 11,77 мин. Как частицы, не имеющие заряда, нейтроны отличаются высокой проникающей способностью, обычно в 2—3 раза превышающей пробег γ -квантов в веществе.

Различная природа ионизирующих излучений определяет различие их свойств и различие их действия на окружающую среду. Так, отношение длины пробега $l_\alpha : l_\beta : l_\gamma \approx 1 : 100 : 10\,000$, а отношение удельной ионизации в газах (пар ионов/см) $S_\alpha : S_\beta : S_\gamma \approx 10\,000 : 100 : 1$.

Под действием ионизирующих излучений происходят свечение (сцинтилляция) ряда люминесцирующих веществ, ионизация газов, почернение фотографических пластинок, нарушения в кристаллической решетке минералов, выделение тепла, механические

* Формулы (1.1) — (1.10) см. в табл. 1.1.

Т а б л и ц а 1.3. Константы распада и энергия ионизирующих излучений естест

Нуклид	Принятый символ	Тип превращения	Постоянная распада λ , с^{-1}	Период полураспада T	α -излучение		
					Энергия E_α		Выход на распад
					кэВ	фДж	
Урановый							
$^{238}_{92}\text{U}$	UI	α	$4,914 \cdot 10^{-18}$	$4,47 \times 10^8$ лет	4182	669,9	0,770
					4135	662,4	0,229
					4020	644,0	0,001
$^{234}_{90}\text{Th}$	UX ₁	β	$3,329 \cdot 10^{-7}$	24,10 сут	—	—	—
$^{234}_{91}\text{Pa}$ (99,85 %)	UX ₂	β	$9,874 \cdot 10^{-3}$	1,17 мин	—	—	—
$^{234}_{91}\text{Pa}$ (0,15 %)	UZ	β	$2,852 \cdot 10^{-5}$	6,75 ч	—	—	—
$^{234}_{92}\text{U}$	UII	α	$9,002 \cdot 10^{-14}$	$2,44 \times 10^5$ лет	4768	763,8	0,720
					4717	755,3	0,277
					4600	736,0	0,003
$^{230}_{90}\text{Th}$	Io	α	$2,853 \cdot 10^{-13}$	$7,7 \times 10^4$ лет	4682	750,1	0,763
					4615	739,3	0,234
					4467	715,6	0,002
					4432	710,1	0,001
$^{226}_{88}\text{Ra}$	Ra	α	$1,371 \cdot 10^{-11}$	1602 лет	4777	765,3	0,943
					4591	735,4	0,057
$^{222}_{86}\text{Rn}$	Rn	α	$2,100 \cdot 10^{-6}$	3,82 сут	5482	878,2	~1,00
					4972	796,5	~0,0007
$^{218}_{84}\text{Po}$	RaA	α	$3,788 \cdot 10^{-3}$	3,05 мин	6002	961,5	1,00
$^{214}_{82}\text{Pb}$	RaB	β	$4,311 \cdot 10^{-4}$	26,8 мин	—	—	—

* Указаны средневзвешенное значение энергии и суммарный квантовый выход не

венных радионуклидов

β-излучение			γ-излучение			Равновесные количества в 1 г природного U или Th, г
Энергия E_β		Выход группы на распад	Энергия E_γ		Выход на распад	
кэВ	фДж		кэВ	фДж		
—	—	—	48	7,69	<0,0002	0,9928
103	16,50	0,35	63,3	10,14	0,057	$1,44 \cdot 10^{-11}$
193	30,92	0,65	92,5	14,79	0,067	
			151,4	15,44	0,021	
600	96,12	0,0056	257,9	41,32	0,0005	$4,85 \cdot 10^{-16}$
1250	200,2	0,0072	742,7*	119,0	0,0007	
1500	240,3	0,0072	766,4	122,8	0,0021	
2300	368,5	0,9785	1001	160,4	0,0150	
			1748*	279,9	0,0020	
			1853*	296,8	0,0002	
230	36,84	0,0003	131	20,99	0,0003	$2,52 \cdot 10^{-16}$
515	82,50	0,0010	226,1	36,22	0,0002	
730	116,9	0,0002	569,5	91,23	0,0002	
			916,1*	146,7	0,0010	
—	—	—	53	8,49	0,0068	$5,33 \cdot 10^{-5}$
			121	19,38	0,0023	
—	—	—	68	10,89	0,0059	$1,65 \cdot 10^{-5}$
			142	22,75	0,0007	
			184	29,48	0,0001	
			253	40,53	0,0002	
—	—	—	186,1	29,81	0,04	$3,38 \cdot 10^{-7}$
—	—	—	510	81,70	0,0007	$2,17 \cdot 10^{-12}$
—	—	—	нет γ			$1,18 \cdot 10^{-15}$
60	9,61	0,002	53,2	8,52	0,022	$1,02 \cdot 10^{-14}$
150	24,03	0,005	241,9	38,75	0,076	
450	72,09	0,015	266,3*	42,66	0,015	
650	104,1	0,515	295,2	47,29	0,190	
710	113,7	0,400	312,0	50,30	0,011	
980	157,0	0,063	352,0	56,39	0,360	
			515,2*	82,53	0,014	
			833,2*	133,5	0,015	

скольких γ-линий с близкими значениями E_γ

Продолжение табл. 1.3.

Нуклид	Принятый символ	Тип превращения	Постоянная распада λ , с^{-1}	Период полураспада T	α -излучение		
					Энергия E_α		Выход на распад
					кэВ	фДж	
$^{214}_{83}\text{Bi}$	RaC	β (99,98 %)	$5,864 \cdot 10^{-4}$	19,7 мин	5512	883,0	$1,2 \cdot 10^{-5}$
					5448	872,8	$1,1 \cdot 10^{-4}$
					5268	843,9	$8,2 \cdot 10^{-5}$
$^{214}_{84}\text{Po}$ (99,98 %)	RaC'	α	$4,226 \cdot 10^3$	$1,64 \times 10^{-4}$ с	8289	1327,9	$0,43 \cdot 10^{-6}$
					7695	1232,7	$\sim 1,0$
					6905	1106,2	10^{-4}
$^{210}_{81}\text{Tl}$ (0,02 %)	RaC''	β	$8,752 \cdot 10^{-3}$	1,32 мин	—	—	—
$^{210}_{82}\text{Pb}$	RaD	β	$1,077 \cdot 10^{-9}$	20,4 лет	—	—	—
$^{210}_{83}\text{Bi}$	RaE	β	$1,600 \cdot 10^{-6}$	5,013 сут	—	—	—
$^{210}_{84}\text{Po}$	RaF	α	$5,797 \cdot 10^{-8}$	138,4 сут	5305	849,9	1,0
					4503	721,4	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Ториевый							
$^{232}_{90}\text{Th}$	Th	α	$1,569 \cdot 10^{-18}$	$1,40 \times 10^{10}$ лет	4007 3948	641,9 632,5	0,770 0,228

* Указаны средневзвешенное значение энергии и суммарный квантовый выход не

β-излучение			γ-излучение			Равновесные количества в 1 г природного U или Th, г
Энергия E_β		Выход группы на распад	Энергия E_γ		Выход на распад	
кэВ	фДж		кэВ	фДж		
380	60,88	0,100	273	47,77	0,053	$7,48 \cdot 10^{-15}$
1010	161,8	0,230	448,2*	71,80	0,034	
1470	235,5	0,360	609,3	97,61	0,470	
1860	298,0	0,080	663,7	106,3	0,024	
2570	411,7	0,040	711,5*	114,0	0,015	
3200	512,6	0,190	768,7	123,2	0,050	
			797,8*	127,8	0,027	
			849,3*	136,1	0,012	
			934,8	149,7	0,030	
			960,0	153,8	0,005	
			1050,0	168,2	0,005	
			1120,4	179,5	0,170	
			1168,3*	187,2	0,024	
			1238,3	198,4	0,060	
			1379,0	220,9	0,050	
			1406,9*	225,1	0,044	
			1543,1*	247,2	0,043	
			1663,8*	266,5	0,014	
			1728,0	276,8	0,020	
			1764	282,6	0,170	
			1785*	285,9	0,038	
			1849*	296,2	0,025	
			2064*	330,6	0,014	
			2204	353,1	0,050	
			2283*	365,7	0,016	
			2435	390,1	0,020	
			2990	479,0	0,0004	
			3070	491,8	0,0004	
			792	126,9	0,0001	$1,04 \cdot 10^{-21}$
1960	314,0	0,0002	296	47,42	0,0002	$1,97 \cdot 10^{-19}$
14	2,24	0,81	46,5	7,45	0,040	$4,00 \cdot 10^{-9}$
61	9,77	0,19				
1170	187,4	1,00	нет γ	—	—	$2,69 \cdot 10^{-12}$
—	—	—	803	128,6	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$7,42 \cdot 10^{-11}$
ряд						
—	—	—	59	9,45	0,005	1,00

скольких γ -линий с близкими значениями E_γ .

Продолжение табл. 1.3.

Нуклид	Принятый символ	Тип превращения	Постоянная распада λ , с^{-1}	Период полураспада T	α -излучение		
					Энергия E_α		Выход на распад
					кэВ	фДж	
$^{228}_{88}\text{Ra}$	MsTh ₁	β	$3,820 \cdot 10^{-9}$	5,75 лет	—	—	—
$^{228}_{89}\text{Ac}$	MsTh ₂	β	$3,141 \cdot 10^{-5}$	6,13 ч	—	—	—
$^{228}_{90}\text{Th}$	RaTh	α	$1,148 \cdot 10^{-8}$	1,913 лет	5421	868,6	0,714
					5338	855,1	0,280
					5208	834,3	0,004
					5173	828,7	0,002
$^{224}_{88}\text{Ra}$	ThX	α	$2,204 \cdot 10^{-6}$	3,64 сут	5681	910,1	0,951
					5440	871,5	0,049
$^{220}_{86}\text{Rn}$	Tn	α	$1,247 \cdot 10^{-2}$	55,6 с	6282	1006,4	$\sim 1,0$
					5740	919,5	$2,5 \cdot 10^{-4}$
$^{216}_{84}\text{Po}$	ThA	α	4,387	0,158 с	6774	1085,2	1,0
$^{212}_{82}\text{Pb}$	ThB	β	$1,810 \cdot 10^{-5}$	10,64 ч	—	—	—
$^{212}_{83}\text{Bi}$	ThC	α (36 %)	$1,906 \cdot 10^{-4}$	60,6 мин	6090	975,6	0,0979
					6050	969,2	0,2513
		β (64 %)			5764	923,4	0,0061
		5622			900,6	0,0004	
		5603			897,6	0,0040	
$^{212}_{84}\text{Po}$ (64 %)	ThC'	α	$3,316 \cdot 10^6$	2,09 $\times 10^{-7}$ с	10 536	1687,9	$1,7 \cdot 10^{-4}$
					8785	1407,4	0,64

* Указаны средневзвешенное значение энергии и суммарный квантовый выход не

β-излучение			γ-излучение			Равновесные количества в 1 г природного U или Th, г
Энергия E_β		Выход группы на распад	Энергия E_γ		Выход на распад	
кэВ	фДж		кэВ	фДж		
24	3,84	0,30	—	—	—	$4,04 \cdot 10^{-10}$
40	6,41	0,70				
1180	189,0	0,67	129,1	20,68	0,025	$4,91 \cdot 10^{-14}$
1760	281,9	0,21	209,4	33,55	0,039	
2100	336,4	0,12	270,3	43,30	0,032	
			321,7	51,54	0,080	
			328,0	52,55	0,029	
			338,4	54,21	0,104	
			463,0	74,17	0,040	
			786,2*	125,9	0,070	
			911,1	146,0	0,250	
			967,7*	155,0	0,200	
			1482,7	237,5	0,023	
			1586	254,1	0,038	
			1631	261,3	0,024	
—	—	—	84,4	13,52	0,0045	$1,34 \cdot 10^{-10}$
			145,2*	23,26	0,0023	
			215,0*	34,44	0,0040	
—	—	—	241	39,61	0,0370	$6,87 \cdot 10^{-13}$
—	—	—	542	86,83	0,0003	$1,19 \cdot 10^{-16}$
—	—	—	нет γ	—	—	$3,33 \cdot 10^{-19}$
154	24,67	0,033	115,2	18,45	0,006	$7,92 \cdot 10^{-14}$
269	43,09	0,009	176,7	28,30	0,001	
330	52,87	0,739	238,6	38,23	0,448	
569	91,15	0,219	415,2	66,51	0,002	
450	72,09	0,009	39,8	6,38	0,011	
630	100,9	0,022	288	46,15	0,003	
780	125,0	0,014	452,8	72,54	0,004	
1520	243,5	0,049	727,2	116,5	0,066	
2250	360,4	0,546	785,4	125,8	0,011	
			988,2*	158,4	0,011	
			1512,7	242,3	0,003	
			1620,6	259,6	0,015	
			1806	289,3	0,002	
—	—	—	нет γ	—	—	$2,77 \cdot 10^{-25}$

скольких γ-линий с близкими значениями E_γ .

Продолжение табл. 1.3.

Нуклид	Принятый символ	Тип превращения	Постоянная распада λ , с^{-1}	Период полураспада T	α -излучение		
					Энергия E_α		Выход на распад
					кэВ	фДж	
$^{208}_{81}\text{Tl}$ (36 %)	ThC''	β	$3,727 \cdot 10^{-3}$	3,1 мин	—	—	—
Актиноурано							
$^{235}_{92}\text{U}$	AcU	α	$3,120 \cdot 10^{-17}$	$7,04 \times 10^8$ лет	4559	730,4	0,067
					4520	724,1	0,027
					4370	700,0	0,265
					4354	697,5	0,363
					4327	693,2	0,220
					4171	668,2	0,058
$^{231}_{90}\text{Th}$	UY	β	$7,545 \cdot 10^{-6}$	25,52 ч	—	—	—
$^{231}_{91}\text{Pa}$	Pa	α	$6,758 \cdot 10^{-13}$	$3,25 \times 10^4$ лет	5049	808,8	0,120
					5013*	803,1	0,500
					4944*	792,0	0,259
					4725*	756,9	0,108
					4671	748,3	0,013
$^{227}_{89}\text{Ac}$	Ac	β (98,8 %)	$1,009 \cdot 10^{-9}$	21,77 лет	4942	791,7	0,012
		α (1,2 %)					
$^{227}_{90}\text{Th}$ (98,8 %)	RaAc	α	$4,408 \cdot 10^{-7}$	18,2 сут	6030	966,0	0,180
					5978*	957,7	0,260
					5948*	952,9	0,150
					5860	938,8	0,040
					5754*	921,8	0,180
					5705*	913,9	0,160
					5651	905,3	0,020
$^{223}_{87}\text{Fr}$ (1,2 %)	AcK	β	$5,251 \cdot 10^{-4}$	22 мин	—	—	—

* Указаны средневзвешенное значение энергии и суммарный квантовый выход не

β-излучение			γ-излучение			Равновесные количества в 1 г природного U или Th, г
Энергия E _β		Выход группы на распад	Энергия E _γ		Выход на распад	
кэВ	фДж		кэВ	фДж		
1040	166,6	0,015	233,5	37,40	0,003	1,36·10 ⁻¹⁶
1293	207,1	0,085	277,3	44,42	0,026	
1526	244,4	0,079	510,8	81,83	0,087	
1803	288,8	0,179	583,1	93,41	0,327	
2387	382,4	0,002	763,1	122,2	0,006	
			860,4	137,8	0,044	
			2614,6	418,9	0,360	

вый ряд

—	—	—	26,6	4,27	0,120	7,2·10 ⁻³
			84,2	13,49	0,051	
			109,7	17,48	0,015	
			143,8	23,03	0,097	
			163,3	26,17	0,046	
			185,7	29,75	0,540	
			204,8*	32,80	0,060	
90	14,42	0,060	25,6	4,10	0,094	2,93·10 ⁻¹⁴
138	22,11	0,220	83,8*	13,43	0,096	
218	34,92	0,200	89,9	14,40	0,011	
302	48,38	0,520	95,5	15,30	0,005	
—	—	—	258,3	41,38	0,003	3,27·10 ⁻⁷
			283,5	45,43	0,016	
			301,2*	48,25	0,046	
			322,8*	51,71	0,003	
			349,9	56,06	0,004	
21	3,36	0,099	86,7*	13,89	0,059	2,15·10 ⁻¹⁰
36	5,77	0,346	122,8*	19,67	0,007	
45,5	7,29	0,543	158,7*	25,42	0,024	
—	—	—	50,2	8,04	0,087	4,86·10 ⁻¹³
			79,7	12,77	0,018	
			100,7*	16,13	0,021	
			210,6	33,74	0,013	
			236,0	37,81	0,125	
			256,2	41,04	0,063	
			286,2	45,85	0,016	
			301,9*	48,36	0,033	
			331,4*	53,10	0,044	
800	128,2	0,001	50	8,01	?	
1089*	174,4	0,008	70	11,21	?	
1150	184,2	0,003	350	56,07	<0,002	

скольких γ-линий с близкими значениями E_γ.

Продолжение табл. 1.3.

Нуклид	Принятый символ	Тип превращения	Постоянная распада λ , с^{-1}	Период полураспада T	α -излучение		
					Энергия E_α		Выход на распад
					кэВ	фДж	
$^{223}_{88}\text{Ra}$	AcX	α	$7,019 \cdot 10^{-7}$	11,43 сут	5870	940,4	0,010
					5785	926,8	0,008
					5714	915,4	0,500
					5605	897,9	0,240
					5538	887,2	0,102
					5416*	867,6	0,136
					5282	846,2	0,004
$^{219}_{86}\text{Rn}$	An	α	0,175	3,96 с	6818	1092,2	0,800
					6550	1049,3	0,120
					6416	1027,8	0,080
$^{215}_{84}\text{Po}$	AcA	α	$3,894 \cdot 10^2$	$1,78 \times 10^{-3}$ с	7384	1182,9	$\sim 1,0$
					6943	1112,3	$4 \cdot 10^{-4}$
$^{211}_{82}\text{Pb}$	AcB	β	$3,200 \cdot 10^{-4}$	36,1 мин	—	—	—
$^{211}_{83}\text{Bi}$	AcC	α (99,68 %)	$5,398 \cdot 10^{-3}$	2,14 мин	6622	1060,8	0,826
					6277	1005,6	0,171
$^{211}_{84}\text{Po}$ (0,32 %)	AcC'	α	1,333	0,52 с	7442	1192,2	0,003
					6895	1104,6	$1,5 \cdot 10^{-5}$
					6569	1052,3	$1,5 \cdot 10^{-5}$
$^{207}_{81}\text{Tl}$ (99,68 %)	AcC''	β	$2,412 \cdot 10^{-3}$	4,79 мин	—	—	—

* Указаны средневзвешенное значение энергии и суммарный квантовый выход не

повреждения поверхности диэлектриков и т. д. Эти свойства излучений так или иначе используются при их детектировании в процессе поисков, опробования и анализа радиоактивных руд.

1.2. Естественные радиоактивные нуклиды. Спектры излучений

К числу естественных радиоактивных элементов, все изотопы которых неустойчивы, относятся элементы от ^{84}Po до ^{92}U . Часть изотопов радиоактивна у элементов ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi и у некоторых элементов средней части таблицы Менделеева (см. табл. 1.4).

Изотопы тяжелых элементов — ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th — испытывают сложные превращения, образуя урановый, актиноурановый и ториевый ряды, или семейства, включающие до 15—18 членов

β-излучение			γ-излучение			Равновесные количества в 1 г природного U или Th, г
Энергия E_β		Выход группы на распад	Энергия E_γ		Выход на распад	
кэВ	фДж		кэВ	фДж		
—	—	—	144,2 154,3 269,4 323,9 338,3 445	23,01 24,72 43,16 51,89 54,19 71,29	0,031 0,054 0,140 0,037 0,027 0,012	$3,04 \cdot 10^{-13}$
—	—	—	271,0 401,7	43,41 64,35	0,110 0,067	$1,20 \cdot 10^{-18}$
—	—	—	нет γ			$5,28 \cdot 10^{-22}$
510 913 1350	81,70 146,3 216,3	0,066 0,014 0,920	404,8 426,9 758,8*	64,85 68,38 121,6	0,042 0,020 0,015	$6,30 \cdot 10^{-16}$
610	97,72	0,003	350,7	56,18	0,001	$3,74 \cdot 10^{-17}$
—	—	—	560 880	89,71 141,0	$1,5 \cdot 10^{-5}$ $1,5 \cdot 10^{-5}$	$4,84 \cdot 10^{-22}$
533 1431	85,39 229,2	0,017 0,980	897,6	143,8	0,003	$8,20 \cdot 10^{-17}$

скольких γ -линий с близкими значениями E_γ .

(табл. 1.3, рис. 1.3). Построение рядов определяется тем, что при испускании α -частицы массовое число A образующегося нуклида уменьшается на 4, атомный номер Z — на 2 единицы, при испускании β -частицы значение A практически не меняется, Z увеличивается на 1.

Так как схемы построения рядов близки между собой, то для удобства изложения материала вместо символов радиоактивных изотопов Po, Bi, Pb, Tl использованы известные из работ М. Кюри [31] и последующей учебной и справочной литературы [43, 45, 49] обобщенные символы — вещества A, B, C, D, E, F (соответствующие переходы от одних символов к другим приведены в табл. 1.3).

Урановый ряд. Характеризуется массовыми числами $4n + 2$ при n от 51 до 59. Родоначальник ряда ^{238}U , обозначаемый UI, состав-

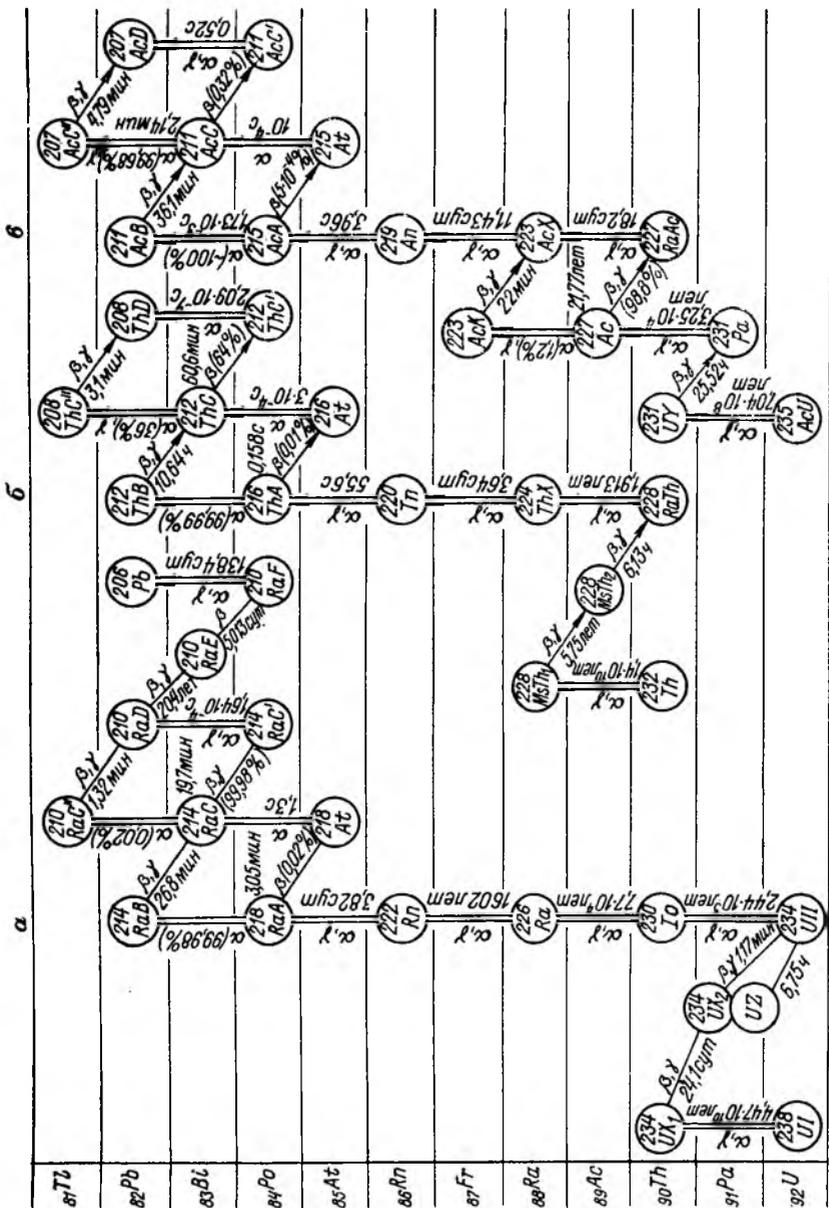


Рис. 1.3. Схемы радиоактивных превращений в урановом, ториевом и актиноуровом рядах.

ляет 99,2739 % общего количества природного U, его изотоп ^{234}U (UII) — 0,0056 %. Ряд представляет собой цепь превращений с испусканием α - и β -частиц (рис. 1.3, а). По особенностям распада, геохимическим свойствам и продолжительности жизни радионуклидов урановый ряд разделяется на урановую (UI, UX₁, UX₂, UII) и радиевую (от Ra до RaF) группы. Конечный член ряда — радиогенный изотоп свинца ^{206}Pb .

Энергетическая характеристика α -, β -, γ -излучения нуклидов уранового ряда и других естественных радионуклидов (см. табл. 1.3) приведена на основе сводных работ [17, 43, 45, 64]. Близко расположенные на энергетической шкале γ -линии объединены в группы. Для них указаны средневзвешенная энергия и суммарный квантовый выход. Энергия α -частиц нуклидов уранового ряда находится в диапазоне 4,1—7,7 МэВ, причем значения E_α тем больше, чем меньше продолжительность жизни нуклида. Значения E_{max} верхних границ β -спектра, в отличие от α -излучения, изменяются в весьма широких пределах: от 14 кэВ для RaD до 3,2 МэВ для RaC. Основными β -излучателями являются UX₂ (~ 50 % излучения ряда), RaC и RaE. Основные γ -излучатели — RaC и RaB. Особого упоминания заслуживает RaC, в спектре которого имеются интенсивные линии с энергией 0,609; 1,120; 1,764; 2,204 МэВ. Нуклиды урановой группы дают γ -излучение в широком диапазоне энергий, но слабой интенсивности.

Ториевый ряд. Массовые числа членов ряда равны $4n$ при значениях n от 52 до 58. Родоначальник ряда ^{232}Th — наиболее долгоживущий из всех тяжелых естественных радиоактивных элементов. Схема превращений в ториевом ряду (рис. 1.3, б) близка к схеме превращений в ряду U. Отличительной чертой ториевого ряда является малое время жизни дочерних нуклидов. Конечный член ряда — радиогенный изотоп свинца ^{208}Pb (ThD).

Энергия α -излучения нуклидов ториевого ряда находится в диапазоне 4,0—8,8 МэВ. Наибольшие значения энергии наблюдаются у α -частиц $^{212}\text{ThC}'$. В спектре этого изотопа полония (Po) имеются длиннопробежные частицы, возникающие из возбужденных ядер ThC', не успевших перейти на нормальный уровень при образовании из ThC. Основными β -излучателями являются MsTh₂ и Th (C + C'). Эти же нуклиды являются основными γ -излучателями. В спектре ThC'' имеется интенсивная линия с максимальной для естественных излучателей энергией 2,614 МэВ.

Актиниоурановый ряд. Характеризуется массовыми числами $4n + 3$ при n от 51 до 58. Содержание ^{235}AcU , являющегося родоначальником ряда, составляет в природном уране 0,7205 %. Важная роль этого изотопа связана с проблемой получения атомной энергии. Последовательность превращения нуклидов (рис. 1.3, в) начальной части ряда иная, чем в рядах U и Th, но начиная с RaAc схема превращений аналогична последовательности распада то-

Т а б л и ц а 1.4. Одиночные естественные радионуклиды

Нуклид	Тип превращения	Массовая доля радионуклида, %	Период полураспада, лет	Продукты распада
${}^{40}_{19}\text{K}$	β^- K-захват	} 0,012	$1,484 \cdot 10^9$	${}^{40}_{20}\text{Ca}$
				${}^{40}_{18}\text{Ar}$
${}^{87}_{37}\text{Rb}$	β^-	27,85	$4,88 \cdot 10^{10}$	${}^{87}_{38}\text{Sr}$
${}^{115}_{49}\text{In}$	β^-	95,77	$5,1 \cdot 10^{15}$	${}^{115}_{50}\text{Sn}$
${}^{124}_{50}\text{Sn}$	$2\beta^-$	6,11	$1,5 \cdot 10^{17}$	${}^{124}_{52}\text{Te}$
${}^{138}_{57}\text{La}$	β^- K-захват	} 0,089	$1,35 \cdot 10^{11}$	${}^{138}_{58}\text{Ce}$
				${}^{138}_{56}\text{Ba}$
${}^{150}_{60}\text{Nd}$	β^-	5,62	10^{16}	${}^{150}_{61}\text{Pm}$
${}^{147}_{62}\text{Sm}$	α	15,07	$1,08 \cdot 10^{11}$	${}^{143}_{60}\text{Nd}$
${}^{176}_{71}\text{Lu}$	β^- K-захват	} 2,59	$3,6 \cdot 10^{10}$	${}^{176}_{72}\text{Hf}$
				${}^{176}_{70}\text{Yb}$
${}^{187}_{75}\text{Re}$	β^-	62,93	$5 \cdot 10^{10}$	${}^{187}_{76}\text{Os}$

риегового ряда. Конечным членом ряда является радиогенный изотоп свинца ${}^{207}\text{Pb}$ (AcD).

Доля излучения актиноуранового ряда в общем излучении природных урановых руд невелика, так как относительно малó содержание AcU в природном уране. Основными α -излучателями являются An, AcA, AcC; β -излучателями — AcB и AcC''. Спектр γ -излучения отличается наличием многочисленных линий небольшой энергии и слабой интенсивности. Особенностью ряда являются γ -линии с энергией 185,7 кэВ у AcU и 271,0 и 401,7 кэВ у An.

Естественные радиоактивные элементы средней части таблицы Менделеева (табл. 1.4) семейств не образуют; распадаясь, они сразу дают устойчивые атомы. Кроме указанных в табл. 1.4 нуклидов радиоактивными являются ${}^{209}\text{Bi}$, ${}^{180}\text{W}$, ${}^{130}\text{Te}$, ${}^{96}\text{Zr}$, ${}^{48}\text{Ca}$, однако скорости распада их настолько малы, что сколько-нибудь заметного влияния на радиоактивность Земли они не оказывают.

1.3. Распространение радиоактивных элементов в природных условиях

Подавляющая часть U и Th земной коры находится в рассеянном состоянии: в горных породах, водах, растениях, живых организмах. В благоприятных условиях эти элементы создают рудные

Таблица 1.5. Содержание радиоактивных элементов в литосфере, гидросфере и атмосфере

Геологические объекты	U, 10 ⁻⁴ %	Th, 10 ⁻⁴ %	K, %	Th/U
1. Рудные поля урановых месторождений				
руды	300—3·10 ⁴	10—100	1—5	<0,1
первичные ореолы	50—300	5—30	1—4	≈0,1
вторичные ореолы	10—100	5—30	1—4	≈1,0
подземные воды	10 ⁻² —10	—	—	—
зола растений	до 100	—	до 14	—
2. Интрузивные породы				
ультраосновные (ду- ниты)	0,03	0,08	0,10	2,7
основные (габбро)	0,6	1,8	0,70	3,0
средние (диориты)	1,8	6,0	1,8	3,3
кислые (граниты, K ≈ Na)	4,5	18,0	4,0	4,0
щелочные (сиениты)	3,0	13,0	3,8	4,3
3. Эффузивные породы				
базальты, диабазы	0,7	2,3	1,0	3,2
дациты	2,5	10,0	2,3	4,0
липариты	4,7	19,0	3,7	4,0
фельзиты	4—6	20—40	3—4	5,0
трахилипариты	3—8	30—50	2—4	4,5 (до 10)
4. Осадочные и хемогенные породы				
конгломераты	2,4	9,0	—	3,7
песчаники, алевро- литы	2,9	10,4	2,1	3,6
аргиллиты, глины	4,0	11,5	2,7	2,9
углеродисто-глинис- тые сланцы	до 10—20	15	—	1,0
известняки	1,6	1,8	0,3	1,1
мергели	1,2	3,0	—	2,5
каменная соль	0,9	1,0	—	1,1
горючие сланцы	5—100	10—15	—	<0,5
каменный уголь	3,4	4,8	—	1,4
5. Метаморфические породы				
гнейсы биотитовые	1,6	8,0	—	5,0
сланцы кристалличе- ские	1,3	4,2	—	3,2
кварциты	1,0	4,0	—	4,0
амфиболиты	0,8	3,2	—	4,0
мраморы	1,1	1,8	—	1,6
мигматиты	3,2	16,1	—	5,2
6. Рыхлые отложения				
кора выветривания гра- нитов	2,8	12,4	3,0	4,4
кора выветривания из- вестняков	1,2	7,0	1,2	5,8
почвы (средние значе- ния)	1,0	6,0	1,36	6,0

Продолжение табл. 1.5.

Геологические объекты	U, 10^{-4} %	Th, 10^{-4} %	K, %	Th/U
7. Воды				
морская вода	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6}$	—	$3,8 \cdot 10^{-3}$
поверхностные водотоки	$10^{-4}—10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$	—	—
подземные воды (фоновые)	$10^{-3}—10^{-2}$	$10^{-5}—10^{-4}$	—	—

скопления с коэффициентом концентрации от 10^2 до 10^4 . В первичных и вторичных ореолах урановых месторождений этот коэффициент снижается до 5—50 (табл. 1.5).

В изверженных породах содержание U, Th, K уменьшается с повышением основности пород. Наибольшее содержание этих элементов наблюдается в кислых и щелочных образованиях [51].

Осадочные отложения в определенной мере наследуют радиоактивность изверженных и метаморфических пород, при разрушении которых они формируются. Более высоким содержанием U и Th отличаются глинистые осадки. Радиоактивность песчаников меняется в широких пределах в зависимости от исходного материала и минералогического состава зерен. Карбонатные породы, как правило, отличаются невысоким содержанием U, Th, K и пониженным торий-урановым отношением. В еще большей степени это относится к хемогенным осадкам, особенно к каменной соли.

Четко выраженным аномальным содержанием U отличаются фосфориты. В бокситах бывает относительно высокое содержание Th. Каустобиолиты имеют широкий диапазон концентрации радионуклидов. Большинство промышленных месторождений угля, нефти, горючих сланцев отличается невысоким содержанием U. Однако в этих образованиях бывает и повышенное содержание U, вплоть до рудных скоплений. В частности, горючие сланцы, черные углестые сланцы с содержанием U до 0,005—0,01 % являются одним из основных резервов атомного сырья.

В метаморфических породах содержание U, Th, K зависит от их первичного содержания в материнской породе и от влияния последующих процессов метаморфизма, приводящих к привносу или выносу этих элементов. Обычно низкие содержания U, Th, K фиксируются в кварцитах, мраморах, кремнистых сланцах, повышенные — в углестых и графитизированных сланцах, филлитах, мусковит-биотитовых гнейсах.

Радиоактивность почв зависит от радиоактивности почвообразующих пород; Th остается в неразрушенном остатке пород и имеет тенденцию к накоплению; U, наоборот, может легко выноситься, особенно в гумидных условиях, что иногда приводит к резкому смещению радиоактивного равновесия между U и Ra. Относитель-

ному повышению содержания Ra способствует фиксация I₀ почвами.

Отличительной чертой биосферы является четко выраженная ее способность накапливать Ra. Сравнительно слабо усваивается растениями U. Однако имеется явная тенденция положительной связи содержания U в почвах и в золе растений. В малых количествах радиоактивные элементы присутствуют в живых организмах. Так, в организме человека массой 70 кг находится в среднем K 140 г, U $2 \cdot 10^{-5}$ г, Ra $1 \cdot 10^{-10}$ г.

Концентрация радионуклидов в поверхностных и подземных водах варьирует на 5—6 порядков. Характерно низкое торий-урановое отношение, что обусловлено слабой растворимостью природных ториевых соединений. Четкие радиогидрохимические аномалии Rn — до 10^5 Бк/л ($2,7 \cdot 10^4$ эман) — фиксируются в подземных водах, омывающих породы повышенной радиоактивности и урановые руды.

В подпочвенном и атмосферном воздухе содержание радиоактивных элементов подвержено значительным колебаниям во времени и в пространстве. Радон, имеющий среди газообразных радионуклидов наибольшую продолжительность жизни, распространяется в атмосфере на значительные высоты, T_p — лишь на высоту до 100 м. Продукты распада эманаций, даже из ряда Th, обнаруживаются на больших высотах. Концентрация эманации, фиксируемая в подпочвенном воздухе в пределах рудных полей урановых и урано-ториевых месторождений, достигает (в единицах активности) $5 \cdot 10^7$ Бк/м³ ($1,35 \cdot 10^4$ эман).

Предполагается, что содержание U и Th с приближением к ядру Земли убывает примерно в 1000 раз. В космических телах (каменных метеоритах, горных породах Венеры) радионуклиды обнаруживаются примерно с таким же содержанием, как и в соответствующих породах земной коры. Лунные породы несколько обеднены радиоактивными элементами по сравнению с земными.

Высокая геохимическая активность U является причиной большого разнообразия его природных образований, встречающихся в форме устойчивых четырехвалентных (U⁴⁺) и неустойчивых шестивалентных (U⁶⁺) соединений. Эти особенности U обеспечивают возможность его промышленных скоплений в самых разнообразных геологических условиях.

Размеры рудных полей на урановых месторождениях, как правило, составляют от единиц до десятков квадратных километров. Размеры промышленных рудных тел колеблются в широких пределах: 0,01—0,05 км² на месторождениях жильного типа (коэффициент рудоносности $k = 0,25 \div 0,02$); 0,1—0,5 км² на месторождениях с пласто-, столбообразными и жилородными залежами ($k = 0,8 \div 0,5$); единицы — десятки квадратных километров на экзогенных месторождениях с выдержанными пластами ураноносных осадочных пород ($k = 1,0 \div 0,8$). Размеры рудных тел на ру-

допроявлениях и минерализованных точках могут меняться от десятков тысяч до единиц квадратных метров.

В зоне гипергенеза происходит вторичное рассеяние U и Th в твердой и жидкой фазах, что приводит к формированию вторичных механических (Th, U) и солевых (U) ореолов и потоков рассеяния. По своему положению относительно рудных тел вторичные ореолы разделяются на надрудные, смещенные, оторванные; по степени доступности для обнаружения — на открытые (развивающиеся преимущественно в элювиально-делювиальных отложениях и выходящие на земную поверхность), закрытые (обнаруживаемые современными методами лишь на некоторой глубине) и погребенные (находящиеся под покровом аллохтонных осадков мощностью от единиц до сотен метров) [27, 54]. На площадях со сложной ландшафтно-геохимической обстановкой возможно сочетание и чередование указанных типов вторичных ореолов рассеяния U и Th.

Объектом радиометрических поисков в основном являются открытые и частично открытые ореолы. Размеры их на земной поверхности колеблются от единиц до тысяч метров; наиболее вероятная протяженность (по данным измерения γ -излучения) 100—300 м над эндогенными месторождениями и 200—600 м над экзогенными. Однако при наличии аллохтонных осадков даже крупные урановые месторождения могут быть проявлены на поверхности лишь небольшими пятнами остаточных сингенетических или наложенных эпигенетических ореолов. Протяженность потоков рассеяния U в водной и твердой (донные осадки) фазах от крупных рудных полей составляет единицы — десятки километров, от мелких месторождений и рудопроявлений — сотни метров — первые километры.

1.4. Закон распада радионуклидов. Константы распада. Флуктуации скорости распада

Число атомов ΔN , распадающихся за промежуток времени между t и $t + \Delta t$, пропорционально числу атомов N , еще не распавшихся к моменту t , времени распада Δt и некоторой постоянной λ , характеризующей скорость превращений данного элемента. В дифференциальной форме

$$dN = -\lambda N dt. \quad (1.12)$$

Минус в правой части уравнения свидетельствует об убывании числа атомов в процессе распада. Разделяя переменные N и t и интегрируя выражение (1.12) от 0 до t и от N_0 до N , получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.13)$$

где N_0 — число атомов в начальный момент времени ($t = 0$).

Изменение числа атомов $N(t)$ показано на рис. 1.4.

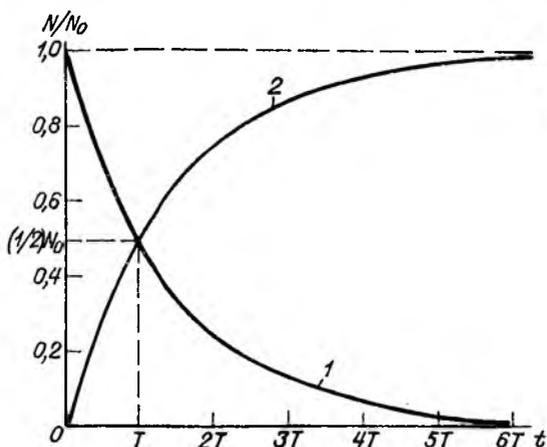


Рис. 1.4. Распад (1) и накопление (2) Rn.

Как следует из выражения (1.12), постоянная распада λ численно равна вероятности превращения одного атома за единицу времени:

$$\lambda = \left| \frac{dN/dt}{N} \right|. \quad (1.14)$$

Отсюда активность препарата, характеризующая число атомов, распадающихся за единицу времени, равна

$$dN/dt = \lambda N. \quad (1.15)$$

Постоянная распада λ является основной константой радиоактивных превращений. Ее значение для того или иного радионуклида остается практически неизменным в различных условиях существования его в земной коре.

Скорость превращений нуклидов со сложным распадом, для которых возможны, например, K -захват и β -распад (${}_{19}^{40}\text{K}$) или распад с испусканием α - и β -частиц (RaC), обычно характеризуется лишь одним значением

$$\lambda = \lambda' + \lambda'', \quad (1.16)$$

где λ' и λ'' — вероятность распада для первого и второго типа превращений.

Как следует из выражения (1.12), единицами постоянной распада λ служат с^{-1} , мин^{-1} , ч^{-1} , сут^{-1} , лет^{-1} в зависимости от единиц времени t . Значения λ для естественных радионуклидов изменяются в очень широких пределах: от $1,57 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ для Th до $3,32 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ для ThC' (см. табл. 1.3).

Распад характеризуется также периодом полураспада T и средней продолжительностью жизни атома τ .

Под периодом полураспада понимается время, за которое распадается половина атомов радионуклида. Принимая в выражении (1.13) $N = (1/2) N_0$, получаем

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda. \quad (1.17)$$

Практически полный распад вещества, когда остается только тысячная доля его ($N = 0,001 N_0$), происходит за время

$$t_{\text{полн}} = 6,93 / \lambda = 10T. \quad (1.18)$$

Средняя продолжительность жизни атома τ связана с λ и T соотношением

$$\tau = 1 / \lambda = 1,44 T. \quad (1.19)$$

Атомы радиоактивных веществ распадаются стохастически, независимо друг от друга. Момент распада каждого ядра случаен. В связи с этим число атомов n_i , распадающихся за равные промежутки времени, неодинаково. Отклонения, или флуктуации, $\Delta n_i = n_i - \bar{n}$, где \bar{n} — среднее число распадов за время t , могут быть разными по величине и знаку, однако алгебраическая сумма отдельных отклонений при многократных наблюдениях и практически неизменном количестве радиоактивного вещества равна нулю.

Мерой флуктуации величины n являются дисперсия D_n и среднее квадратическое отклонение σ_n или их относительные величины.

Из теоретической физики известно, что $D_n = \bar{n}$. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \sqrt{D_n} = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\bar{I}t}; \\ \sigma_I &= \sqrt{\bar{n}} / t = \sqrt{\bar{I} / t}, \end{aligned} \quad (1.20)$$

где $\bar{I} = \bar{n} / t$ — средняя скорость распада.

Относительная величина среднего квадратического отклонения

$$\delta_n = \sigma_n / \bar{n} = \sqrt{1 / \bar{n}}; \quad \delta_I = \sigma_I / \bar{I} = \sqrt{1 / (\bar{I}t)}. \quad (1.21)$$

При оценке флуктуаций необходимо учитывать, что ее фактическое значение не превышает σ_n лишь в 68,3 % случаев. В 13,4 % случаев $\Delta n \geq 1,5 \sigma_n$; в 4,6 % случаев $\Delta n \geq 2 \sigma_n$, в 0,3 % случаев $\Delta n \geq 3 \sigma_n$.

Закономерности (1.20) и (1.21) справедливы как для числа распадающихся ядер, так и для числа зарегистрированных любым детектором частиц или γ -квантов.

Вероятность P_a регистрации в единицу времени a импульсов, когда средняя частота импульсов равна \bar{I} , рассчитывается по формуле Пуассона

$$P_a = (\bar{I}^a / a!) e^{-\bar{I}}. \quad (1.22)$$

1.5. Закон накопления радионуклидов. Радиоактивное равновесие

Накопление дочерних нуклидов рассмотрим для случаев двух, трех и m последовательно превращающихся веществ.

Случай двух веществ. Атомы материнского элемента, распадаясь, дают дочерние атомы, испытывающие в свою очередь дальнейшие радиоактивные превращения (см. рис. 1.3). Баланс атомов дочернего нуклида в единицу времени записывается в соответствии с выражением (1.15):

$$dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \quad (1.23)$$

где N_1 и N_2 — числа атомов соответственно первого и второго веществ, имеющих постоянные распада λ_1 и λ_2 ; $\lambda_1 N_1$ — скорость распада атомов первого вещества и соответственно скорость образования атомов второго нуклида из первого; $\lambda_2 N_2$ — скорость распада атомов второго вещества.

Так как число атомов N_1 первого вещества уменьшается по закону (1.13), то уравнение (1.23) принимает вид

$$dN_2/dt + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}. \quad (1.24)$$

Таким образом, найдено линейное дифференциальное уравнение первого порядка типа $y' + P(x)y = Q(x)$. Его общее решение

$$y = e^{-\int P dx} (\int Q e^{\int P dx} dx + C). \quad (1.25)$$

Постоянная C находится из граничного условия $t = 0$; $N_2 = N_{02}$, где N_{02} — число атомов дочернего вещества к моменту наблюдения. В итоге

$$N_2 = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (1.26)$$

или

$$N_2 = N_{22} + N_{21}. \quad (1.26a)$$

Здесь первый член N_{22} в правой части характеризует распад дочернего элемента (рис. 1.5), если к началу наблюдений имелось N_{02} его атомов, второй член N_{21} — накопление атомов N_2 за счет распада материнского нуклида.

Если к началу наблюдений атомы второго вещества отсутствуют, то

$$N_2 = N_{21} = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}]. \quad (1.27)$$

Точка максимума на кривой $N_{21}(t)$ соответствует абсциссе

$$t_p = \ln(\lambda_2/\lambda_1)/(\lambda_2 - \lambda_1). \quad (1.28)$$

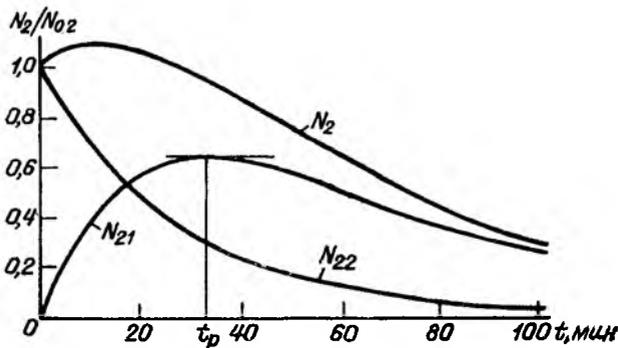


Рис. 1.5. Радиоактивные превращения RaB и RaC [к формулам (1.26) и (1.26a)].

Если $\lambda_1 < \lambda_2$, то первое и второе вещества существуют вместе до полного распада. Как следует из выражения (1.27), в пределе между числом атомов N_1 и N_2 устанавливается постоянное соотношение

$$\lim (N_2/N_1) = \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1), \quad (1.29)$$

хотя абсолютные количества первого и второго радионуклидов непрерывно уменьшаются во времени.

Такое состояние в системе материнского и дочернего вещества носит наименование подвижного равновесия. Примером этого является равновесие между Rn и его продуктами распада.

Время наступления подвижного равновесия $t_{п.р}$ находится из формулы (1.27) при условии, что выражение в квадратных скобках равно 0,999. Выполнив преобразования, получим

$$t_{п.р} = 6,93/(\lambda_2 - \lambda_1) = 10T_1T_2/(T_1 - T_2). \quad (1.30)$$

Если материнский нуклид (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th) долгоживущий, то $\lambda_1 \ll \lambda_2$, и тогда равенство (1.27) принимает вид

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) = N_{2p} (1 - e^{-\lambda_2 t}), \quad (1.31)$$

где N_{2p} — равновесное количество дочернего нуклида.

Кривая накопления $N_2(t)$ спустя время $t \geq 10 T_2$ выходит на асимптоту (см. рис. 1.4, кривая 2). Между материнским и дочерним веществами устанавливается вековое радиоактивное равновесие, которое характеризуется соотношением активностей

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (1.32)$$

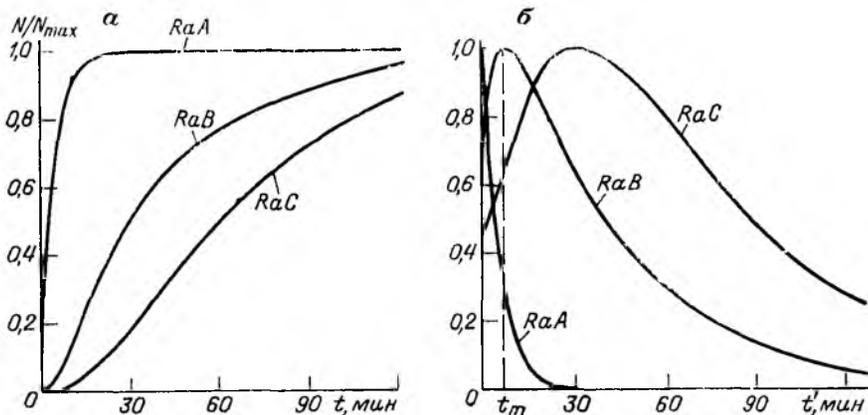


Рис. 1.6. Кривые превращения продуктов распада Рп.
 а — активация; б — дезактивация после 10 мин пребывания Рп в камере.

Случай трех веществ. Атомы третьего вещества образуются за счет распада второго вещества, которое в свою очередь возникает из материнского нуклида. Баланс атомов третьего вещества в единицу времени

$$dN_3/dt = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3. \quad (1.33)$$

Используя прием решения уравнения (1.24), находим

$$N_3 = N_{03} e^{-\lambda_3 t} + \frac{\lambda_2 N_{02}}{\lambda_3 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_3 t}) + \lambda_1 \lambda_2 N_{01} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \quad (1.34)$$

или

$$N_3 = N_{33} + N_{32} + N_{31}. \quad (1.34a)$$

График $N_{31}(t)$ аналогичен по форме графику $N_{21}(t)$ на рис. 1.5. Однако заметное нарастание числа атомов N_{31} начинается несколько позднее (рис. 1.6, а, кривая для RaC), чем в случае двух веществ; оно особенно задерживается при низких значениях λ_2 .

Случай m веществ. Уравнение баланса атомов m -го вещества

$$dN_m/dt = \lambda_{m-1} N_{m-1} - \lambda_m N_m. \quad (1.35)$$

1373331
 1-55 1см.к.

Итоговое решение этого дифференциального уравнения аналогично равенству (1.34, а):

$$N_m = N_{m m} + N_{m m-1} + \dots + N_{m 2} + N_{m 1}. \quad (1.36)$$

Обобщая выражение для $N_{3 1}$ в формуле (1.34), получаем для $N_{m 1}$ следующее равенство:

$$\begin{aligned} N_{m 1} = & \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{m-1} N_{0 1} \times \\ & \times \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_m - \lambda_1)} + \right. \\ & + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_m - \lambda_2)} + \dots \\ & \left. + \frac{e^{-\lambda_m t}}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m) \dots (\lambda_{m-1} - \lambda_m)} \right]. \quad (1.37) \end{aligned}$$

Если наибольший период полураспада имеет материнский радионуклид (см. образование RaC из Rn), то в пределе в цепочке из m веществ устанавливается подвижное равновесие и количество атомов каждого из нуклидов уменьшается по закону распада первого вещества.

Условие подвижного равновесия

$$\lim \frac{N_m}{N_1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{m-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_m - \lambda_1)}.$$

Время становления подвижного равновесия $t_{п.р}$ приближенно оценивается по формуле

$$t_{п.р} = 6,93/(\lambda_k - \lambda_1) = 10T_1 T_k / (T_1 - T_k), \quad (1.38)$$

где λ_k и T_k — параметры распада k -го нуклида с наибольшей продолжительностью жизни в исследуемом семействе.

Расчеты $N_{m 1}$ при значительном числе членов в цепочке можно упростить, принимая изотоп и его производные, находящиеся с ним в условиях опыта в равновесии, за одно вещество. Так, образование RaF из Ra, если $t \geq 30$ сут, можно рассматривать как случай трех веществ (Ra, RaD, RaF) вместо восьми, объединяя Rn и его короткоживущие продукты с Ra, RaE с RaF.

Если материнское вещество долгоживущее и соблюдается соотношение $\lambda_1 \ll \lambda_2$; $\lambda_1 \ll \lambda_3$; \dots ; $\lambda_1 \ll \lambda_m$, то между материнским и дочерними радионуклидами устанавливается вековое радиоактивное равновесие, которое характеризуется соотношением активностей

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_m N_m. \quad (1.39)$$

Радиоактивное равновесие в рядах практически наступает спустя время $10T_k$, где T_k — период полураспада k -го дочернего нуклида с наибольшей продолжительностью жизни.

Рассматривают также равновесие между отдельными долгоживущими членами ряда и их дочерними продуктами, например между R_a и R_p . Равновесие между ними наступает спустя $10T_{R_p} = = 38$ сут.

Пользуясь уравнением (1.39), можно рассчитать равновесные количества атомов как по отношению к материнскому изотопу, так и по отношению к промежуточным членам ряда. При расчете массы M i -го дочернего нуклида учитывают его массовое число A_i . Тогда

$$M_i = \lambda_1 M_1 A_i / (\lambda_i A_1). \quad (1.40)$$

Так, при равновесии в 1 г ^{238}U находится ^{226}Ra массой

$$M_{R_a} = \lambda_{U1} A_{R_a} / (\lambda_{R_a} A_{U1}) \approx 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ г}. \quad (1.41)$$

Нарушение радиоактивного равновесия в рядах вызывается растворением и выщелачиванием отдельных элементов, а также частичным удалением газообразных изотопов: R_p , T_p , A_p . Наиболее часто отмечается нарушение равновесия в урановом ряду, особенно между U , Io , R_a . Коэффициент радиоактивного равновесия между U и R_a

$$K_{p,p} = \frac{q_{R_a}}{q_U} \cdot \frac{1}{3,4 \cdot 10^{-7}} = 2,9 \cdot 10^6 q_{R_a} / q_U, \quad (1.42)$$

где q_{R_a} и q_U — содержание R_a и U , %.

1.6. Накопление и распад короткоживущих продуктов R_p , T_p , A_p

Распад радиоактивных эманаций сопровождается образованием веществ A , B , C (см. рис. 1.3). В газе нормальной плотности эти атомы быстро теряют свою скорость, развиваемую в результате отдачи ядер, и образуют положительные ионы, которые в заряженных камерах притягиваются поверхностями с отрицательной полярностью, в незаряженных превращаются в нейтральные атомы и равномерно покрывают все части камеры. Количество осадков пропорционально концентрации эманации, объему свободного пространства перед активируемой поверхностью и продолжительности нахождения радиоактивного газа в камере или прокачивания его через камеру, если речь идет о короткоживущих эманациях (T_p , A_p). При определенном времени активации количество атомов дочерних изотопов достигает насыщения: для R_p и A_p — это примерно 4—5 ч, для T_p — 4 сут.

После удаления эманации из камеры вещества A , B , C начинают распадаться. Время полной дезактивации равно времени активации до насыщения (см. рис. 1.6). Ниже приведены примеры расчета количеств веществ A , B , C при разной продолжительности активации и дезактивации.

Превращения продуктов распада Rn. Пример 1. Газ Rn введен в камеру мгновенно и остается в ней в процессе наблюдений. Установить изменение во времени числа N_t атомов Rn, RaA, RaB, RaC относительно числа N_0 Rn атомов, имевшихся сразу после введения Rn.

Для расчета числа распадающихся атомов Rn N_{tRn} используют равенство (1.13), для расчета числа накапливающихся атомов RaA, RaB, RaC — равенства (1.26), (1.34), (1.37) при условии $N_{0RaA, B, C} = 0$.

Результаты расчета $N_{tRaA, B, C}$ в единицах числа атомов в состоянии насыщения приведены на рис. 1.6, а. Для RaA насыщение практически наступает спустя 30 мин после введения Rn в камеру, для RaB — через 3 ч, RaC — через 4 ч. После этого количество атомов указанных дочерних радионуклидов уменьшается в соответствии со скоростью распада Rn, т. е. в системе Rn — RaC наступает подвижное равновесие.

Пример 2. Активация камеры с Rn продолжалась в течение времени $\tau = 10$ мин, после чего Rn из камеры был сразу удален. Установить изменение во времени t' количеств RaA, RaB, RaC после удаления Rn.

Число атомов $N_{t'}$ веществ A, B, C в момент времени t' после удаления Rn из камеры вычисляют по следующим формулам, вытекающим из равенств (1.13) и (1.26):

$$N_{t'RaA} = N_{\tau RaA} e^{-\lambda_{RaA} t'}, \quad (1.43)$$

$$N_{t'RaB} = N_{\tau RaB} e^{-\lambda_{RaB} t'} + \frac{\lambda_{RaA} N_{\tau RaA}}{\lambda_{RaB} - \lambda_{RaA}} \left(e^{-\lambda_{RaA} t'} - e^{-\lambda_{RaB} t'} \right). \quad (1.44)$$

Количество атомов $N_{t'RaC}$ вычисляется по аналогичной формуле, вытекающей из равенства (1.34).

Значения N_{τ} веществ A, B, C после 10-минутной активации в относительных единицах можно снять с графика 1.6, а, в абсолютных — рассчитать по формулам (1.26), (1.34), (1.37) для значения $t = \tau$. Результаты расчета $N(t')$ в относительных единицах приведены на рис. 1.6, б. Обращает на себя внимание то, что рост числа атомов RaB и RaC продолжается до некоторого значения времени t_m после удаления Rn из камеры. Это объясняется образованием RaB и RaC из RaA, число атомов которого при кратковременной активации нарастает значительно быстрее, чем для последующих нуклидов (см. рис. 1.6, а).

Пример 3. Задача аналогична примеру 2, но Rn удален из камеры спустя время $\tau \geq 4$ ч, достаточное для насыщенной активации.

При расчете используются формулы предыдущего примера. Кривые распада являются зеркальным отражением кривых накопления веществ A, B, C, изображенных на рис. 1.6, а.

Превращения продуктов распада Тп и Ап. Короткоживущие эманации Тп или Ап непрерывно прокачиваются через камеру с постоянной скоростью и концентрацией. Так как число атомов Тп и Ап при таком условии неизменно во времени, а изотопы ТнА и АсА в силу малой продолжительности жизни (см. табл. 1.3) находятся в равновесии с Тп и Ап, для расчета накопившихся за время t количеств ТнВ и АсВ используется формула (1.31):

$$\begin{aligned} N_{\text{ТнВ}} &= N_{\text{рТнВ}} (1 - e^{-\lambda_{\text{ТнВ}} t}); \\ N_{\text{АсВ}} &= N_{\text{рАсВ}} (1 - e^{-\lambda_{\text{АсВ}} t}), \end{aligned} \quad (1.45)$$

где $N_{\text{рТнВ}}$ и $N_{\text{рАсВ}}$ — равновесное число атомов ТнВ и АсВ [см. выражение (1.39)].

Для вывода формул, по которым рассчитывается число атомов ТнС и АсС, воспользуемся выражениями (1.23) и (1.45). Приняв за первое вещество ТнВ, за второе ТнС, напишем

$$dN_2/dt + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{\text{р1}} (1 - e^{-\lambda_1 t}), \quad (1.46)$$

где $N_{\text{р1}}$ — равновесное с торонем количество атомов ТнВ.

Используя прием решения уравнения (1.24), находим

$$N_2 = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{\text{р1}}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[(1 - e^{-\lambda_1 t}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \right]. \quad (1.47)$$

Полагая при $t = 0$ число $N_{02} = 0$, получаем следующую формулу для расчета числа атомов ТнС в единицах $N_{\text{рТнВ}}$:

$$N_{\text{ТнС}} = \frac{\lambda_{\text{ТнВ}} N_{\text{рТнВ}}}{\lambda_{\text{ТнС}} - \lambda_{\text{ТнВ}}} \left[(1 - e^{-\lambda_{\text{ТнВ}} t}) - \frac{\lambda_{\text{ТнВ}}}{\lambda_{\text{ТнС}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{ТнС}} t}) \right]. \quad (1.48)$$

Аналогично записывается выражение для $N_{\text{АсС}}(t)$.

Кривые распада веществ В и С после насыщения являются зеркальным изображением графиков насыщенной активации.

Расчет числа атомов веществ В и С спустя время t' после удаления эманации из камеры, если время τ ненасыщенной активации ограничено, выполняется по формулам

$$\begin{aligned} N_{\text{ТнВ}} &= N_{\tau \text{ТнВ}} e^{-\lambda_{\text{ТнВ}} t'}; \\ N_{\text{ТнС}} &= N_{\tau \text{ТнС}} e^{-\lambda_{\text{ТнС}} t'} + \frac{\lambda_{\text{ТнВ}} N_{\tau \text{ТнВ}}}{\lambda_{\text{ТнС}} - \lambda_{\text{ТнВ}}} (e^{-\lambda_{\text{ТнВ}} t'} - e^{-\lambda_{\text{ТнС}} t'}), \end{aligned} \quad (1.49)$$

где $N_{\tau \text{ТнВ}}$ и $N_{\tau \text{ТнС}}$ — числа атомов, накопившихся из торона за время τ [рассчитываются соответственно по формулам (1.45) и (1.48)].

1.7. Радиоактивные превращения как основа ядерной геохронологии

Каждый распадающийся атом материнского вещества после ряда превращений образует атом дочернего стабильного нуклида. В соответствии с выражением (1.13) накопление атомов этого нуклида за время t происходит по закону

$$\begin{aligned} N_D &= N_{0D} + (N_{01} - N_1) = N_{0D} + (N_1 e^{\lambda t} - N_1) = \\ &= N_{0D} + N_1(e^{\lambda t} - 1), \end{aligned} \quad (1.50)$$

где N_{01} и N_{0D} — числа атомов соответственно материнского и конечного дочернего нуклидов в момент образования горной породы (руды); N_1 и N_D — то же, в современных условиях.

Это уравнение является исходным при любых способах определения геологического возраста t земных и космических объектов. Наиболее распространен графический способ вычисления t путем построения изохрон (рис. 1.7).

В существующих методиках [35, 59] для повышения точности принято выражать количества атомов материнского N_1 и дочернего стабильного нуклида N_D числом атомов N_S одного из стабильных нерадиоактивных изотопов конечного продукта распада; число атомов N_1 , N_D , N_S заменяют содержанием q_1 , q_D , q_S в массовых процентах. Тогда уравнение изохроны принимает вид

$$q_D/q_S = q_{0D}/q_S + (q_1/q_S)(A_D/A_1)(e^{\lambda t} - 1). \quad (1.51)$$

Рабочую изохрону строят в координатах $q_D/q_S = f(q_1/q_S)$ по результатам масс-спектрального или прецизионного спектрального анализа (см. раздел 16.1) нескольких образцов неизменной породы или выделенных из нее минералов.

Угол наклона изохроны (см. рис. 1.7) является функцией возраста образования или дифференциации породы. Как следует из уравнения (1.51),

$$t = (1/\lambda) \ln [\operatorname{tg} \alpha (A_1/A_D) + 1]. \quad (1.52)$$

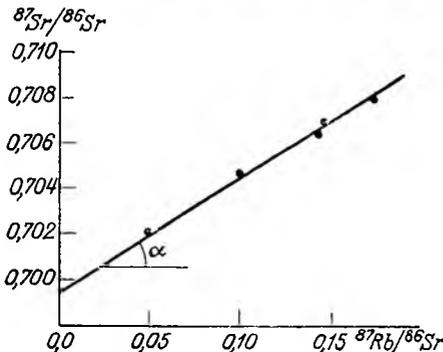


Рис. 1.7. Изохрона $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ для лунных пород.
 $\alpha = 31,0,1 = 3,1^\circ$; $t =$
 $= \ln(1 + \operatorname{tg} \alpha) / \lambda_{\text{Rb}} =$
 $= 3,6 \cdot 10^9$ лет.

К числу основных методов ядерной геохронологии относятся свинцовый, рубидий-стронциевый, калий-аргоновый. Уравнения изохрон двух первых методов имеют вид

$$\frac{{}^{206}\text{Pb}}{{}^{204}\text{Pb}} = \frac{{}^{206}\text{Pb}_0}{{}^{204}\text{Pb}} + \frac{{}^{238}\text{U}(e^{\lambda_{238}t} - 1)}{{}^{204}\text{Pb} \cdot 1,155}; \quad (1.53)$$

$$\frac{{}^{87}\text{Sr}}{{}^{86}\text{Sr}} = \frac{{}^{87}\text{Sr}_0}{{}^{86}\text{Sr}} + \frac{{}^{87}\text{Rb}(e^{\lambda_{87}t} - 1)}{{}^{86}\text{Sr}}, \quad (1.54)$$

где химические символы элементов означают массовые доли изотопов в анализируемых образцах; λ — постоянные распада изотопов.

Указанные методы применяют для определения абсолютного возраста Земли, космических тел, горных пород и руд, для датирования активизации магматических процессов и т. д. Кроме того, используют методы: иониевый — для определения возраста океанических осадков, углеродный — для целей археологии и геологии современных образований, тритиевый — для определения возраста вод, метод треков спонтанного деления — для датирования рудообразования и тектонических процессов и некоторые другие.

Глава 2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ВЕЩЕСТВЕ

Материал этой главы раскрывает физическую сущность процессов взаимодействия α -, β -, γ -излучения со средой, что позволяет понять принципы регистрации излучения различными типами детекторов; оценить преобразование спектрального состава излучения на пути от источника до детектора; выявить факторы, влияющие на результаты измерения поля излучений, и правильно учесть эти факторы при разработке методики радиометрических съемок и интерпретации их результатов.

2.1. Элементарные процессы взаимодействия излучений с веществом. Коэффициент ослабления излучения

Заряженные частицы, нейтроны и γ -кванты, проходя через вещество, испытывают поглощение и рассеяние, сопровождающиеся возмущением и ионизацией атомов, ядерными реакциями, а также нарушениями структуры вещества, которые называются радиационными дефектами. Ниже основное внимание будет уделено взаимодействию со средой излучений, энергетический спектр которых отвечает естественным радиоактивным элементам (см. табл. 1.3).

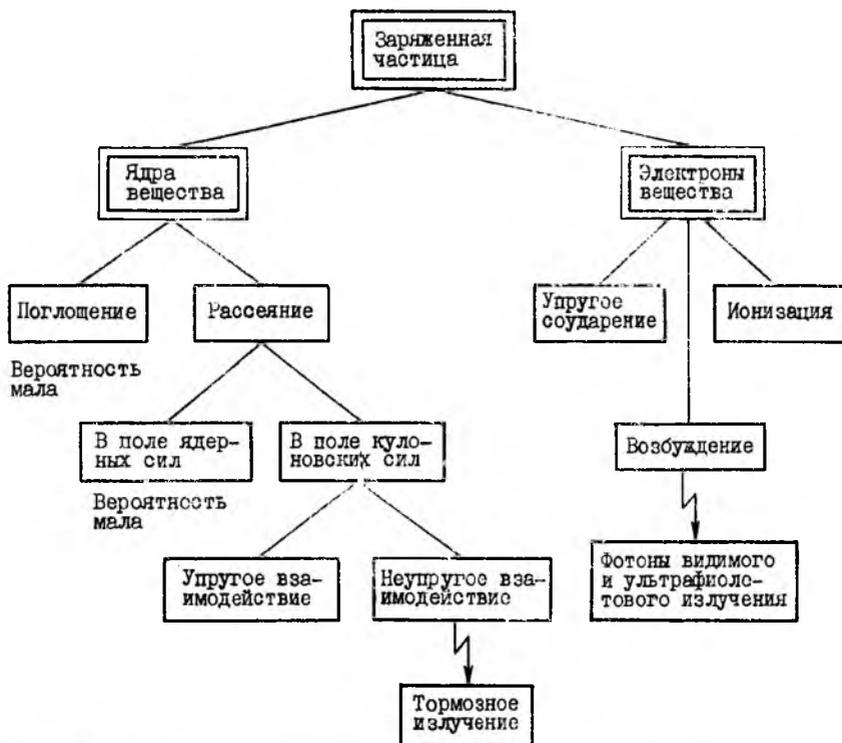


Рис. 2.1. Схема взаимодействия заряженных частиц с веществом.

Заряженные частицы. Частицы взаимодействуют с ядрами и электронами атомов среды (рис. 2.1), причем основные потери их энергии происходят на электронах. Частица либо может проникнуть в ядро, вызывая ядерную реакцию, либо может изменить скорость и направление своего движения под влиянием ядерных или кулоновских сил. Заслуживает внимания лишь взаимодействие заряженной частицы с кулоновским полем ядра. Движущаяся в электрическом поле ядра такая частица получает ускорение и в связи с этим испускает тормозное излучение, обратно пропорциональное квадрату массы частицы, что определяет более высокую интенсивность тормозного излучения β -частиц по сравнению с α -частицами. Потери энергии на тормозное излучение называют радиационными потерями.

Интенсивность тормозного излучения β -частиц с энергией E_{β} (МэВ) в среде с атомным номером Z (выраженная в единицах МэВ/частица) равна

$$B = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) E_{\beta}^2. \quad (2.1)$$

Таблица 2.1. Относительные потери энергии β -частицы при взаимодействии со связанными электронами

Взаимодействия частицы	Распределение столкновений, %, при энергии β -частицы, эВ					
	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^{10}
Упругие соударения	8,7	6,5	5,1	4,1	2,6	1,8
Возбуждение	54,8	58,4	61,2	63,4	66,4	68,0
Ионизация	36,5	35,1	33,7	32,5	31,0	30,2

Спектр тормозного электромагнитного излучения непрерывный, энергия фотонов изменяется от нуля до начальной кинетической энергии тормозящейся частицы, максимум спектрального распределения находится в начальной части кривой.

Взаимодействие заряженных частиц с электронами среды сопровождается упругими соударениями, возбуждением и ионизацией атомов. Основные потери энергии (табл. 2.1) идут на последние два процесса. Ионизация сопровождается потерей одного или нескольких валентных электронов, возбуждение — испусканием фотонов в области видимого и ультрафиолетового излучения.

Потери энергии частицы при взаимодействии с электронами среды называются ионизационными потерями. Ионизационные и радиационные потери в сумме определяют тормозную способность вещества $(dE/dx)_{\text{полн}}$, равную среднему изменению кинетической энергии частицы на единице пути. Для β -частиц с энергией E_{β} (МэВ)

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{полн}}} = \frac{ZE_{\beta}}{800} \quad (2.2)$$

Поглощаемая энергия, рассчитанная на одну пару ионов, называется средней энергией ионообразования ϵ . В воздухе для β -частиц энергия ϵ_{β} равна 32,5 эВ, для α -частиц — 34,7 эВ. Значения ϵ_{γ} в других газах близки к ϵ_{β} . Выделяется повышенной способностью к ионообразованию Аг. Этот газ широко используется в качестве основного наполнителя ионизационных камер и счетчиков.

Гамма-кванты. Основными процессами взаимодействия γ -излучения естественных радионуклидов со средой являются: фотоэлектрическое поглощение, рассеяние на электронах и образование пар электрон—позитрон (рис. 2.2). В веществе с той или иной вероятностью происходит или поглощение или рассеяние γ -квантов. Процесс поглощения сопровождается испусканием заряженных частиц (фотоэффект, образование пар), нейтронов (фотоядерный эффект), характеристического рентгеновского излучения; процесс рассеяния — изменением направления движения и энергии γ -квантов, а также испусканием заряженных частиц (комpton-эффект), которым передается часть энергии γ -кванта.

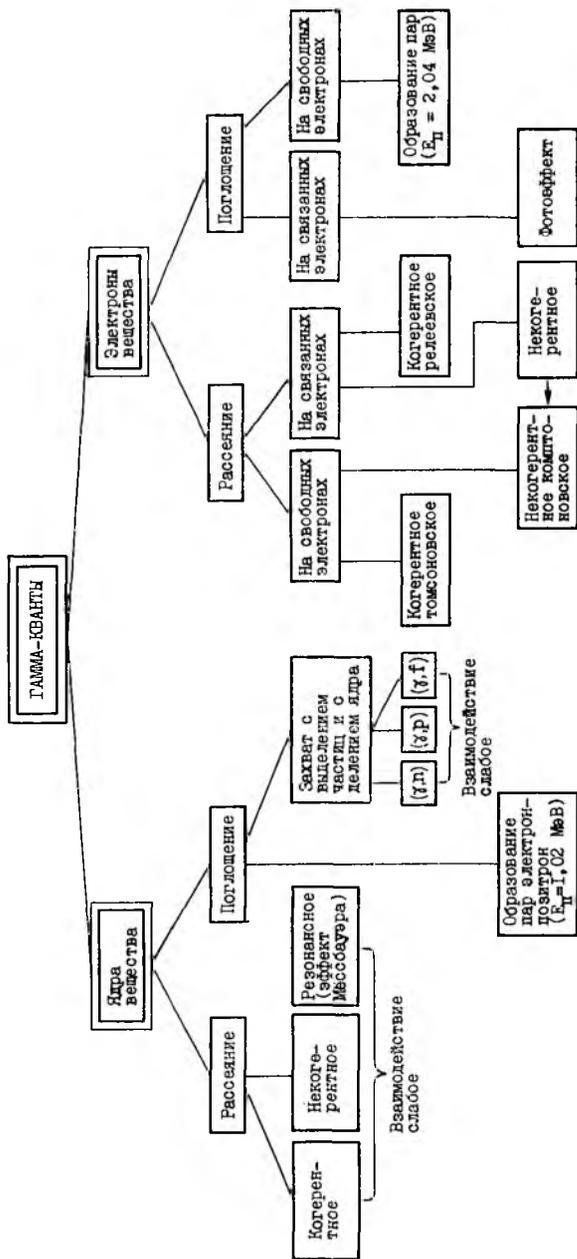


Рис. 2.2. Схема взаимодействия γ -квантов с веществом.

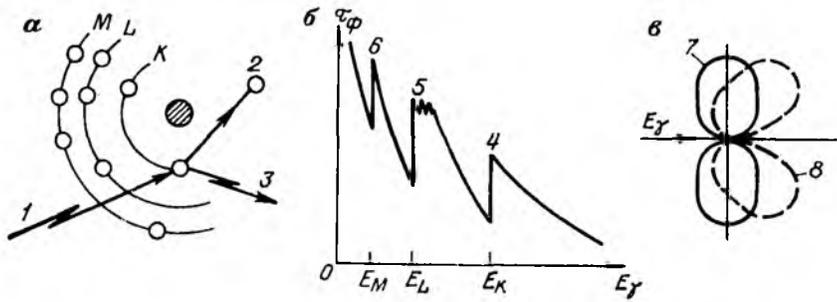


Рис. 2.3. Фотоэффект.

a — векторная схема; *б* — сечение поглощения; *в* — угловое распределение фотоэлектронов.

1 — γ -квант; 2 — фотоэлектрон; 3 — фотон характеристического излучения; 4, 5, 6 — К-, L-, M-скачки; 7, 8 — диаграммы для фотонов малой энергии и для квантов с энергией более 50 кэВ.

Характеристикой вероятности поглощения и рассеяния γ -квантов являются эффективные сечения процессов поглощения и рассеяния на атом (τ_a, σ_a) и на электрон (τ_e, σ_e), а также линейные (τ, σ) и массовые ($\tau/\rho, \sigma/\rho$) коэффициенты ослабления излучения.

Сечение поглощения или рассеяния на атом (электрон) численно равно вероятности поглощения или рассеяния γ -кванта на единице пути в веществе, содержащем 1 атом (электрон) в единице объема. Единицы сечений — $\text{см}^2/\text{атом}$, $\text{см}^2/\text{электрон}$. Линейный (см^{-1}) и массовый ($\text{см}^2/\text{г}$) коэффициенты поглощения и рассеяния связаны с эффективными сечениями на атом и на электрон соотношениями:

$$\tau = \tau_a n_a = \tau_e n_e Z = \tau_e n_3; \quad (2.3)$$

$$\tau/\rho = n_a \tau_a / \rho = n_3 \tau_e / \rho;$$

$$\sigma = \sigma_a n_a = \sigma_e n_e Z = \sigma_e n_3; \quad (2.4)$$

$$\sigma/\rho = n_a \sigma_a / \rho = n_3 \sigma_e / \rho,$$

где n_a и n_3 — число атомов и электронов в 1 см^3 среды с плотностью ρ , атомным номером Z и массовым числом A .

Параметры n_a и n_3 вычисляют по формулам

$$n_a = \rho N_A / A; \quad (2.5)$$

$$n_3 = n_a Z = \rho Z N_A / A, \quad (2.6)$$

где N_A — число Авогадро.

Фотоэффект. В результате фотоэффекта энергия кванта E_γ передается связанному электрону (рис. 2.3, *a*). Последний испускается атомом с кинетической энергией

$$E_i = E_\gamma - W_i, \quad (2.7)$$

где W_i — энергия связи электрона в i -м слое атома.

Освободившееся в результате фотоэффекта место в i -м электронном слое заполняется одним из электронов вышележащих слоев. При этом возникают и другие электронные переходы, пока процесс не закончится полным перераспределением электронов по орбитам атома. Создаваемые при этих переходах фотоны образуют спектр флуоресцентного характеристического излучения, строго индивидуальной для каждого элемента с номером Z . В соответствии с картиной строения электронных уровней, изображенных на рис. 2.4, испускаются фотоны K -, L -, M -серий, причем каждая из этих серий состоит из линий α , β , γ , которые имеют индексы 1, 2, . . . Название серии соответствует слою, с которого выбит фотоэлектрон; линии α , β , γ в пределах серии отвечают переходам электронов с оболочек более низких порядков по отношению к уровню, с которого выбит электрон; индексы 1, 2, . . . соответствуют различным комбинациям переходов на подуровни. Переходу электрона с нулевого энергетического уровня на K -уровень соответствует K -край поглощения в спектре, на L -уровень — L -край поглощения.

В тяжелых атомах наряду с характеристическим излучением возможно испускание электронов Оже, возникающих в результате передачи энергии возбуждения атома внешним электронам.

Фотоэффект тем более вероятен, чем больше отношение W_i/E_γ . Этим объясняются максимальная вероятность поглощения γ -кванта на K -оболочке, обратная зависимость коэффициента фотопоглощения τ_ϕ от энергии E_γ , резко выраженная зависимость τ_ϕ от Z , так как в тяжелых элементах электроны связаны кулоновскими силами ядра значительно сильнее, чем в легких.

Аналитическое определение сечений $\tau_{a,\phi}$ и $\tau_{e,\phi}$ весьма сложно. Зависимость $\tau_{a,\phi}$ от Z и E_γ при $E_\gamma > W_K$ ориентировочно выражается равенством

$$\tau_{a,\phi} = aZ^4/(AE^b), \quad (2.8)$$

где a — постоянная величина; b — коэффициент, имеющий значение около 3 при $E_\gamma < 0,2$ МэВ и около 1 при $E_\gamma > 0,5$ МэВ.

Так как при $E_\gamma < W_i$ фотоэффект на i -й оболочке невозможен, сечения фотоэффекта меняются скачкообразно (рис. 2.3, б). При условии $E_\gamma > W_K$ отношение сечений $\tau_{a,\phi}$ на K - и L -оболочках около 5, на L - и M -оболочках около 4.

Таблицы сечений $\tau_{a,\phi}$ имеются в работах [12, 32]. В практических расчетах линейного коэффициента фотопоглощения τ_ϕ

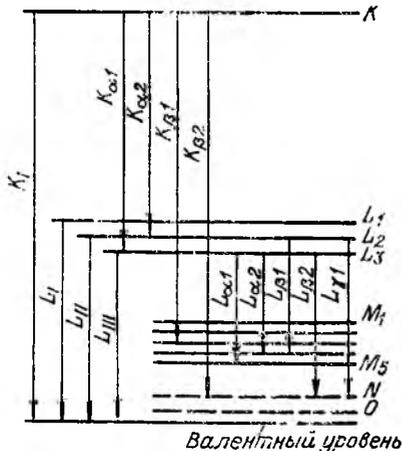


Рис. 2.4. Схема основных переходов для K - и L -серий характеристического излучения.

(см⁻¹) в средах плотностью ρ (г/см³) при $E_\gamma > W_K$ используется формула Викторина

$$\tau_\phi = 10^{-3}(\rho C \lambda^3 - 0,1 \rho D \lambda^4), \quad (2.9)$$

где C и D — коэффициенты, зависящие от Z (табл. 2.2), их значения для не указанных в таблице элементов находят графической интерполяцией; λ — длина волны γ -излучения, нм.

Значение λ (нм) для квантов энергией E_γ (кэВ) вычисляют по формуле

$$\lambda = 123,4/E_\gamma. \quad (2.10)$$

Фотоэлектроны, испускаемые при поглощении квантов с энергией более 50 кэВ, вылетают преимущественно в направлении движения кванта; при поглощении квантов небольшой энергии — под углами, близкими к прямому (рис. 2.3, в).

Как следует из равенства (2.8), фотоэффект наиболее проявлен для квантов малой энергии в средах с высоким Z .

Рассеяние на свободных электронах. Впервые рассеяние γ -излучения свободным электроном рассмотрел английский физик Д. Томсон исходя из волновой природы излучения и упругого взаимодействия его с электроном. Получены следующие дифференциальное и полное сечения рассеяния:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 - \cos^2\theta); \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{e0} &= \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \right)_0 d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \\ &= 0,665 \cdot 10^{-24}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $r_e = 2,817938 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона; $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, угол ϕ отсчитывается в плоскости, перпендикулярной к рисунку (см. рис. 2.5).

Т а б л и ц а 2.2. Значения коэффициентов C и D в формуле (2.9) для разных поглощающих сред

Среда	Z	C	D	λ_K , нм	W_K , кэВ
C	6	1,21	0,0183	440,7	0,28
N	7	2,03	0,0396	308,5	0,40
O	8	3,16	0,0774	237,3	0,52
Al	13	14,69	0,8583	79,6	1,55
Fe	26	129,0	28,41	17,36	7,14
Cu	29	178,9	49,09	13,71	9,0
Ag	47	808,8	624,8	4,839	25,5
Pb	82	4537	13 998	1,401	88,1
Вода	7,75	2,81	0,06873	235,0	—
Воздух	7,64	2,77	0,1017	238,6	—

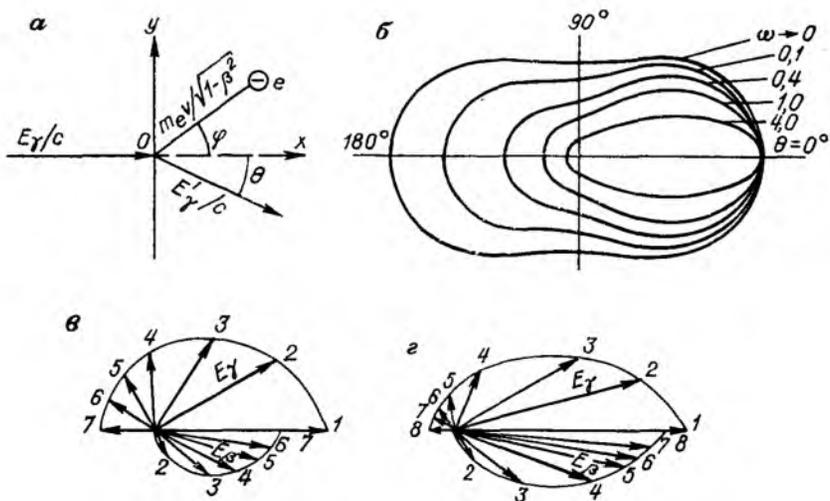


Рис. 2.5. Комптон-эффект.

a — векторная схема рассеяния; *б* — зависимость сечения рассеяния $d\sigma_e/d\Omega$ от угла рассеяния θ при разной энергии квантов $\omega = E/(m_e c^2)$; *в*, *г* — углы рассеяния γ -квантов и комптоновских электронов при энергии первичного излучения соответственно 0,64 и 2,55 МэВ.

Направления движения квантов и соответствующих им комптоновских электронов показаны стрелками с одинаковыми цифрами.

Однако теоретические построения Томсона подтверждаются лишь для предельных условий, когда $E_\gamma \rightarrow 0$.

Теория некогерентного рассеяния γ -излучения свободным электроном развита американским физиком А. Комптоном на основе квантовой природы излучения. Первичный γ -квант энергией E_γ и импульсом E_γ/c , взаимодействуя в точке *O* с электроном (рис. 2.5, *a*), отклоняется на угол θ от первоначального направления. Его энергия становится равной E_γ' , импульс E_γ'/c . Электрон массой m_e приобретает энергию $E_\beta = E_\gamma - E_\gamma'$, скорость v , импульс $m_e v/\sqrt{1-\beta^2}$ и вылетает под углом φ к направлению движения первичного кванта.

Параметры рассеянного кванта и электрона находятся на основе закона сохранения импульса путем решения системы уравнений для проекций импульсов на оси *x* и *y* (см. рис. 2.5, *a*):

$$\begin{aligned} \frac{E_\gamma}{c} &= \frac{E_\gamma'}{c} \cos \theta + \frac{m_e v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \varphi; \\ 0 &= \frac{E_\gamma'}{c} \sin \theta - \frac{m_e v}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi, \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $\beta = v/c$.

Энергия рассеянного кванта по формуле Комптона

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + [E_\gamma/(m_e c^2)](1 - \cos \theta)} \quad \text{или}$$

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \omega(1 - \cos \theta)}, \quad (2.14)$$

где $\omega = E_\gamma/(m_e c^2)$; $\omega' = E'_\gamma/(m_e c^2)$; $m_e c^2 = 0,511$ МэВ — энергетический эквивалент массы покоя электрона.

Энергия комптоновского электрона

$$E_\beta = E_\gamma - E'_\gamma =$$

$$= \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2/[E_\gamma(1 - \cos \theta)]}. \quad (2.15)$$

Угловое распределение комптоновских электронов зависит от направления движения первичных γ -квантов:

$$\text{tg } \varphi = [1/(1 + \omega)] \text{ctg } (\theta/2). \quad (2.16)$$

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на электро-не $d\sigma_e/d\Omega$, отнесенное к единице телесного угла, получено на основе квантовой электродинамики и описывается формулой Клейна—Нишины—Тамма

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \omega(1 - \cos \theta)]^2} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{\omega^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \omega(1 - \cos \theta)]} \right\}. \quad (2.17)$$

Диапазон углов рассеяния γ -квантов — от 0° до 360° , однако чем больше энергия кванта, тем меньше вероятность рассеяния его на углы 90° — 270° (рис. 2,5, б). Движение комптоновских электронов ограничено углами от 0° до $\pm \pi/2$ (рис. 2,5, в).

Полное сечение рассеяния γ -кванта на электро-не

$$\sigma_e = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi =$$

$$= \frac{3}{4} \sigma_{e0} \left\{ \frac{1 + \omega}{\omega^2} \left[\frac{2(1 + \omega)}{1 + 2\omega} - \frac{1}{\omega} \ln(1 + 2\omega) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\omega} \ln(1 + 2\omega) - \frac{1 + 3\omega}{(1 + 2\omega)^2} \right\}. \quad (2.18)$$

Так как в комптоновском процессе часть энергии γ -кванта передается электрону, а часть уносится рассеянным квантом (см.

рис. 2.5, а), различают сечения поглощения σ_{ea} и рассеяния σ_{es} .
 Формулы для их расчета получаются из равенства (2.18):

$$\begin{aligned} \sigma_{es} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\omega'}{\omega} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = \\ &= \frac{3}{8} \sigma_{e0} \left[\frac{1}{\omega^3} \ln(1+2\omega) + \frac{8\omega^2}{3(1+2\omega)^3} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(1+\omega)(2\omega^2-2\omega-1)}{\omega^2(1+2\omega)^2} \right]; \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ea} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left(1 - \frac{\omega'}{\omega}\right) \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = \\ &= \frac{3}{8} \sigma_{e0} \frac{\omega^2 - 2\omega - 3}{\omega^3} \ln(1+2\omega) - \\ &- \frac{1}{4} \sigma_{e0} \frac{10\omega^4 - 51\omega^3 - 93\omega^2 - 51\omega - 9}{\omega^2(1+2\omega)^3}; \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\sigma_e = \sigma_{es} + \sigma_{ea}. \quad (2.21)$$

Как следует из формул (2.18) — (2.21), сечения комptonовского рассеяния σ_e , σ_{es} , σ_{ea} можно выразить в единицах сечения σ_e томсоновского рассеяния. Относительные значения коэффициентов

$$m = \sigma_e / \sigma_{e0}; \quad m_s = \sigma_{es} / \sigma_{e0}; \quad m_a = \sigma_{ea} / \sigma_{e0} \quad (2.22)$$

рассчитаны для разных E_γ на основе указанных формул и приведены в табл. 2.3. Эти данные используют для вычисления линейных

Таблица 2.3. Относительные значения сечений комptonовского рассеяния

E_γ , МэВ	$\omega = E_\gamma / (m_e c^2)$	$m = \sigma_e / \sigma_{e0}$	$m_s = \sigma_{es} / \sigma_{e0}$	$m_a = \sigma_{ea} / \sigma_{e0}$
0,051	0,1	0,841	0,771	0,070
0,066	0,125	0,811	0,735	0,076
0,102	0,2	0,730	0,634	0,096
0,168	0,33	0,624	0,512	0,112
0,255	0,5	0,566	0,423	0,143
0,306	0,6	0,528	0,383	0,145
0,511	1,0	0,431	0,282	0,149
0,765	1,5	0,362	0,215	0,147
1,02	2,0	0,317	0,178	0,139
1,27	2,5	0,281	0,148	0,133
1,53	3,0	0,254	0,128	0,126
1,78	3,5	0,225	0,113	0,121
2,04	4	0,217	0,102	0,115
2,55	5	0,191	0,084	0,107
3,06	6	0,170	0,072	0,098

коэффициентов комптоновского рассеяния (см^{-1}). Из выражений (2.4) — (2.6), (2.18) — (2.20) и (2.22) имеем

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_e N_A \rho Z / A = m \sigma_{e0} N_A \rho Z / A = \\ &= 0,665 \cdot 10^{-24} N_A m \rho Z / A \approx 0,4 m \rho Z / A; \quad (2.23) \\ \sigma_s &= 0,4 m_s \rho Z / A; \quad \sigma_a = 0,4 m_a \rho Z / A.\end{aligned}$$

По данным табл. 2.3 в комптон-эффекте для квантов малой энергии рассеяние преобладает над поглощением; при $E_\gamma \geq 1,0$ МэВ значения σ_{ea} и σ_{es} близки между собой.

Рассеяние на связанных электронах. Рассеяние γ -излучения связанными электронами может быть упругим и неупругим. Упругое (когерентное) рассеяние, называемое часто релеевским, характеризуется тем, что при взаимодействии γ -излучения с электронами среды изменение количества движения воспринимается атомом в целом; рассеянные фотоны имеют ту же энергию, что и падающие, но изменяют угловое распределение, что приводит к уменьшению интенсивности первичного излучения. При неупругом (некогерентном) рассеянии один из электронов поглощает часть количества движения и либо остается в возбужденном состоянии, либо покидает атом; рассеянный фотон обладает меньшей энергией, чем первичный.

При небольших углах θ сечение релеевского рассеяния пропорционально Z^2 , причем именно малые углы рассеяния наиболее вероятны. С увеличением E_γ сечение когерентного рассеяния на связанных электронах быстро падает. Поэтому когерентное рассеяние составляет заметную долю в суммарном рассеянии лишь при малой энергии квантов и больших значениях Z среды.

Сведения о сечениях когерентного рассеяния на связанных электронах имеются в работах [32, 46]. Приблизительно когерентное рассеяние при $E_\gamma \geq 0,03$ МэВ можно учесть по формулам (2.29) и (2.30) с учетом данных табл. 2.4.

Образование пар электрон—позитрон. Поглощение γ -квантов с образованием пары электрон—позитрон происходит в поле ядра или электрона. Процесс сопровождается рождением пары с суммарной энергией

$$E_n = E_\gamma - 2m_e c^2 (1 + m_e / M_Z), \quad (2.24)$$

где M_Z — масса ядра, которому передается часть энергии поглощенного кванта.

Образование электронно-позитронных пар — типичная пороговая реакция, протекающая при энергии $E_\gamma \geq E_{\gamma 0}$. Пороговое значение $E_{\gamma 0}$ получается из уравнения (2.24):

$$E_{\gamma 0} = 2m_e c^2 (1 + m_e / M_Z). \quad (2.25)$$

Так как $m_e \ll M_Z$, то в поле ядра энергия $E_{\gamma 0я} = 1,02$ МэВ, в поле электрона ($M_Z = m_e$) энергия $E_{\gamma 0э} = 2,04$ МэВ.

Направление движения пары электрон—позитрон близко к направлению движения первичного кванта.

Процесс рождения пары в поле свободного электрона приобретает существенное значение лишь при $E_\gamma > 6$ МэВ и становится преобладающим в расчете на электрон при $E_\gamma > 200 \div 300$ МэВ.

Теряя энергию, позитрон взаимодействует с электроном и аннигилирует, образуя два разлетающихся в разные стороны аннигиляционных γ -кванта с энергией 0,51 МэВ каждый.

Эффективное сечение поглощения квантов с образованием пар ($\text{см}^2/\text{атом}$)

$$\tau_{\text{ан}} = KZ^2r_e^2/137 = 5,78 \cdot 10^{-28} KZ^2, \quad (2.26)$$

где K — коэффициент, сложно зависящий от E_γ .

Значения коэффициента K в формуле (2.26)

E_γ , МэВ	1,5	2,0	2,5	5	25	∞
K	0,085	0,32	0,61	1,94	6,4	11,5

В соответствии с выражением (2.3) линейный коэффициент образования пар (см^{-1})

$$\tau_{\text{п}} = 3,48 \cdot 10^{-4} K \rho Z^2 / A. \quad (2.27)$$

Ядерное поглощение и рассеяние. Ядро, захватившее γ -квант, возбуждается. Возбуждение снимается чаще испусканием нейтрона (γ, n) — гамма-нейтронный эффект, реже — выделением протона (γ, p) или делением ядра (γ, f).

Реакции фотоядерного поглощения отличаются в целом высокими порогами. Исключение составляет лишь взаимодействие с ядрами бериллия ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ и дейтерия ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$. Пороги этих реакций $E_{\text{п}}$ соответственно равны 1,67 и 2,23 МэВ. Для остальных элементов $E_{\text{п}} > 5$ МэВ, для Th и U — это 6,35 и 5,97 МэВ. Поэтому в ослаблении излучения естественных радиоактивных элементов (см. табл. 1.3) этот вид взаимодействия существенной роли не играет. Ядерное рассеяние γ -квантов не составляет заметного вклада в полное сечение ослабления, оно имеет главным образом теоретическое значение. Выделяются аналоги томсоновского и комптоновского рассеяния и ядерное резонансное рассеяние (эффект Мёссбауэра).

Полное сечение взаимодействия γ -квантов. Так как каждый из процессов взаимодействия γ -квантов с веществом протекает с определенной вероятностью и независимо один от другого, то полное сечение взаимодействия на атом μ_{a0} представляет собой сумму сечений отдельных процессов:

$$\mu_{a0} = \tau_{a\phi} + \sigma_{a\kappa} + \sigma_{a\rho} + \tau_{a\text{п}} + \tau_{a\gamma} + \sigma_{a\gamma}, \quad (2.28)$$

где $\sigma_{a\kappa}$ и $\sigma_{a\rho}$ — сечения соответственно комптоновского и релеевского рассеяния.

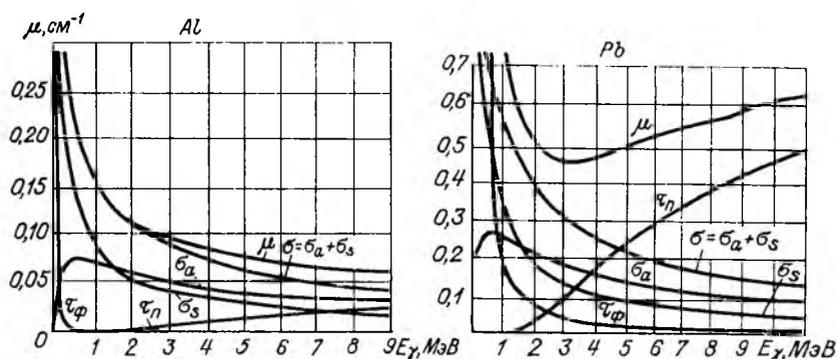


Рис. 2.6. Линейные коэффициенты ослабления γ -излучения в Al и Pb.

Значения основных параметров ослабления в Al и Pb при раз-
ной энергии E_γ даны на рис. 2.6.

Приблизительно, с погрешностью не более 4—5 %, полные линей-
ные коэффициенты ослабления (см^{-1}) могут быть вычислены по
следующим формулам: в интервале энергии $E = 0,03 \div 0,3$ МэВ

$$\mu_0 = \rho(K_0 + K_1/E + K_2/E^2 + K_3/E^3), \quad (2.29)$$

в интервале энергии $E = 0,3 \div 10$ МэВ

$$\mu_0 = \rho(C_0 + C_1/E + C_2/E^2), \quad (2.30)$$

где K_i и C_i — коэффициенты, определяемые по графикам, которые
составляются по данным табл. 2.4.

Основная доля энергии γ -кванта передается фотоэлектронам,
комптоновским электронам, парам электрон—позитрон. Получив-
шие импульс заряженные частицы расходуют энергию на тормозное
излучение, упругие соударения, возбуждение, ионизацию. Подав-
ляющая часть ионов на пути γ -кванта образуется за счет электро-
нов, возникающих при взаимодействии γ -кванта с веществом.
В связи с этим можно говорить о средней энергии ϵ_γ ионообразо-
вания γ -излучением, понимая под этим частное от деления энер-
гии E_γ , поглощенной внутри объема V , на суммарное число обра-
зованных в этом объеме пар ионов. Значения ϵ_γ находятся в интер-
вале 28—37 эВ на одну пару ионов. В воздухе для диапазона энер-
гий излучения естественных радиоактивных элементов $\epsilon_\gamma = 34$ эВ.

Нейтроны. Нейтрон радиоактивен, распадается с периодом по-
лураспада 11,77 с по схеме $n \rightarrow p + \bar{e} + \bar{\nu} + 0,782$ МэВ. Скорость
(см/с) нейтрона энергией E_n (эВ)

$$v = 1,38 \cdot 10^8 E_n^{1/2}. \quad (2.31)$$

Т а б л и ц а 2.4. Значения коэффициентов K_i и C_i в формулах (2.29) и (2.30)

Среда	K_0	K_1	$K_2, 10^{-5}$	$K_3, 10^{-6}$	C_0	C_1	C_2
$^{12}_6\text{C}$	0,0706	0,0125	—56	9,83	0,0150	0,0582	—0,0097
	0,0706	0,0128	—57	10,5	0,0150	0,0582	—0,0097
$^{23}_{11}\text{Na}$	0,0588	0,0157	—94	30,0	0,0172	0,0508	—0,0080
	0,0588	0,0158	—88	30,0	0,0172	0,0506	—0,0079
$^{27}_{13}\text{Al}$	0,0574	0,0168	—107	43,9	0,0184*	0,0496	—0,0076
	0,0581	0,0164	—96	43,0	0,0184	0,0495	—0,0078
$^{28}_{14}\text{Si}$	0,0589	0,0177	—118	55,0	0,0197	0,0502	—0,0076
	0,0607	0,0169	—99	52,0	0,0197	0,0502	—0,0075
$^{40}_{20}\text{Ca}$	0,0585	0,0181	—134	129	0,0231	0,0449	—0,0059
	0,0621	0,0170	—103	125	0,0232	0,0447	—0,0056
$^{56}_{26}\text{Fe}$	0,0582	0,0149	—95	230	0,0248	0,0368	—0,0038
	0,0581	0,0154	—70	229	0,0248	0,0362	—0,0034
$^{61}_{29}\text{Cu}$	0,0627	0,0118	—45	289	0,0259	0,0333	—0,0026
	0,0610	0,0127	—17	288	0,0259	0,0332	—0,0022
Воздух	0,0644	0,0149	—77	16	0,0158	0,0562	—0,0093
	0,0674	0,0140	—66	15	0,0158	0,0562	—0,0092
Вода	0,0775	0,0143	—67	14	0,0170	0,0633	—0,0106
	0,0779	0,0119	—65	14	0,0170	0,0633	—0,0105
Песок	0,0613	0,0167	—102	26	0,0178	0,0531	—0,0084
	0,0603	0,0162	—84	33	0,0177	0,0531	—0,0084

П р и м е ч а н и е. В числителе приведены значения коэффициентов без учета когерентного рассеяния, в знаменателе — с учетом когерентного рассеяния.

В зависимости от энергии E_n нейтроны делят на 9 групп (табл. 2.5).

Нейтрон может взаимодействовать с ядрами атомов и с электронами (рис. 2.7). Однако его взаимодействие с электронами слабое, и им можно пренебречь. Ионизация атомов среды нейтронами почти отсутствует (в 10^6 раз меньше, чем для заряженных частиц). Потери энергии нейтрона фактически происходят лишь при взаимодействии с ядрами. В поле ядерных сил нейтрон испытывает упругое (потенциальное и резонансное) и неупругое рассеяние, передавая часть энергии ядру, или захватывается ядром, вызывая те или иные ядерные реакции.

Упругое рассеяние является универсальным процессом, который идет на всех ядрах и при любой энергии нейтронов. При этом

Т а б л и ц а 2.5. Энергетическая характеристика нейтронов и процессы их взаимодействия с веществом

Класс нейтронов	Группа нейтронов	Энергия E_n , эВ	Основные элементарные процессы взаимодействия
Низких энергий (медленные)	Ультрахолодные	$< 10^{-7}$	Упругое рассеяние (n, n); радиационный захват (n, γ); деление тяжелых ядер: ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu
	Очень холодные	$10^{-7} - 10^{-4}$	
	Холодные	$10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$	
	Тепловые	$5 \cdot 10^{-3} - 0.5$	
	Резонансные	$0.5 - 10^4$	
Высоких энергий (быстрые)	Промежуточные	$10^4 - 10^5$	Неупругое (n, n') и упругое (n, n) рассеяние; захват с испусканием α -частиц (n, α), протонов (n, p), двух нейтронов ($n, 2n$); деление ядер (n, f)
	Быстрые	$10^5 - 10^8$	
	Высокоэнергичные	$10^8 - 10^{10}$	
	Релятивистские	$> 10^{10}$	

ядру, не возбуждая его, передается часть кинетической энергии нейтрона, значение которой тем больше, чем меньше масса ядра. В связи с этим наилучшими замедлителями нейтронов являются водородсодержащие среды, в которых при каждом соударении теряется в среднем около половины энергии нейтрона. Резонансное рассеяние характеризуется острыми максимумами на кривой $\sigma(E_n)$; сечение рассеяния на атом σ_{ar} в области резонанса возрастает до 100 раз и более по сравнению с сечением потенциального рассеяния $\sigma_a p$.

Неупругое рассеяние (n, n') с сечением σ_{ai} имеет энергетический порог для легких элементов 1—2 МэВ, для тяжелых — около 0,5 МэВ, поэтому к неупругому рассеянию способны лишь быстрые нейтроны. Упругое и неупругое рассеяние — главные процессы замедления быстрых нейтронов до тепловых.

Элементарные процессы захвата с сечением τ_a имеют место для нейтронов любых энергий, однако для медленных нейтронов характерен радиационный захват (n, γ) с испусканием γ -квантов, имеющих разную для каждого элемента энергию; для быстрых нейтронов — реакции (n, α), (n, p), ($n, 2n$).

Реакции деления ядер (n, f) с сечением τ_{af} наблюдаются при облучении тяжелых ядер нейтронами. Ядра ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu делятся под действием тепловых нейтронов, ядра ^{238}U делятся лишь под влиянием быстрых нейтронов.

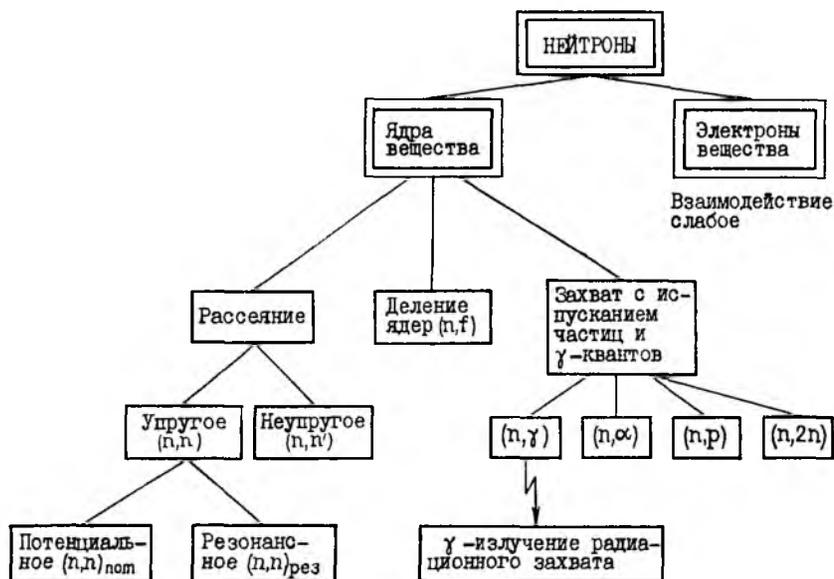


Рис. 2.7. Схема взаимодействия нейтронов с веществом.

Процесс взаимодействия нейтронов с веществом в целом характеризуется полным сечением рассеяния σ_a и поглощения τ_a на атом:

$$\mu_a = \sigma_{ap} + \sigma_{ar} + \sigma_{ai} + \tau_a (\gamma, \alpha, 2n, p) + \tau_{af}. \quad (2.32)$$

Переход от сечений на атом к линейным коэффициентам ослабления производится по формулам, аналогичным (2.3) и (2.4).

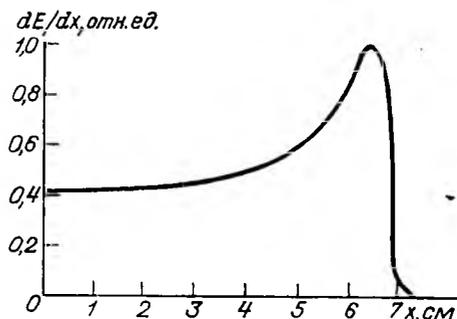
2.2. Распространение заряженных частиц в веществе

Альфа-излучение. Торможение α -частиц в веществе вызывается главным образом ионизационными потерями энергии. С уменьшением скорости частицы возрастают значения dE/dx и линейная плотность ионизации, равная числу пар ионов на пути 1 см (рис. 2.8). При наличии нескольких излучателей пробег каждой частицы является независимым. Ионизирующее действие группы элементов представляет собой суммарное действие излучателей, входящих в группу.

Длина пробега (см) α -частицы с энергией E_α (МэВ) в воздухе при нормальном давлении и температуре $t = 15^\circ\text{C}$

$$r_0 = 0,316 E_\alpha^{3/2}. \quad (2.33)$$

Рис. 2.8. Кривая удельной ионизации на пути пробега α -частицы RaC в воздухе.



Пробег (см) в веществе с массовым числом A и плотностью ρ ($\text{г}/\text{см}^3$)

$$r_{\text{вещ}} = 3 \cdot 10^{-4} r_0 A^{1/2} / \rho_{\text{вещ}}. \quad (2.34)$$

Пробег α -частиц U1, Ra, RaC' в воздухе соответственно равен 2,60; 3,29; 6,87 см, в биотите — 12,8; 16,0; 33,0 мкм, что достаточно хорошо согласуется с рассчитанными по формулам (2.33) и (2.34) данными.

Распространение α -частиц в веществе сопровождается потерей энергии и, следовательно, изменением их энергетического состава и углового распределения. Подобный процесс наблюдается как в поглощающем, так и в излучающем слоях толщиной h . В связи с этим α -спектр насыщенного уранового слоя ($h\rho \geq 10 \text{ мг}/\text{см}^2$) вместо линейчатого, характерного для тонкого слоя ($h\rho \leq 0,13 \text{ мг}/\text{см}^2$), становится непрерывным, осложненным первичными линиями тонкого слоя (см. табл. 1.3).

Бета-излучение. Так как путь движения электронов в веществе зигзагообразный, то для расчета длины пробега R обращаются к эмпирическим зависимостям. Полный пробег R ($\text{г}/\text{см}^2$) в Al в зависимости от энергии β -излучения E_{max} (МэВ) составляет:

$$R = \begin{cases} 0,15E_{\text{max}} - 0,0028 & \text{при } 0,03 \leq E_{\text{max}} < 0,15; \\ 0,407E_{\text{max}}^{1,38} & \text{при } 0,15 \leq E_{\text{max}} < 0,80; \\ 0,542E_{\text{max}} - 0,133 & \text{при } 0,80 \leq E_{\text{max}}; \\ 0,571E_{\text{max}} - 0,161 & \text{при } 1,00 \leq E_{\text{max}}. \end{cases} \quad (2.35)$$

Равенства (2.35), полученные для Al, ориентировочно могут быть использованы и для других сред. При их плотности ρ ($\text{г}/\text{см}^3$) полный пробег (см)

$$L = R/\rho. \quad (2.36)$$

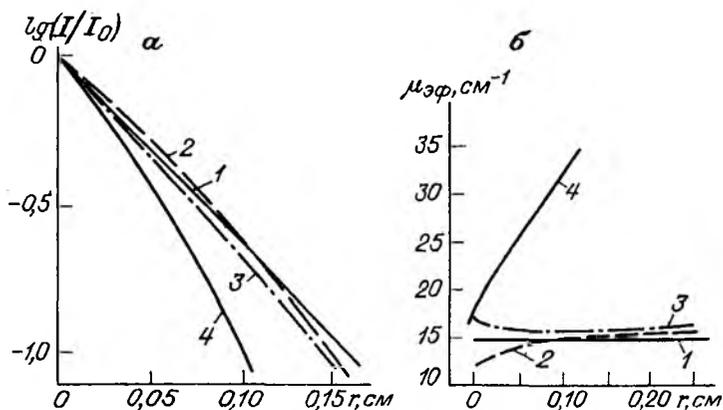


Рис. 2.9. Кривые ослабления β -излучения в Al (а) и зависимость эффективного коэффициента ослабления $\mu_{\text{эф}}$ от толщины поглотителя r (б).

1 — равновесный U; 2 — «чистый» U; 3 — Th; 4 — K.

Для характеристики β -излучения сложного состава на отрезке пути $r < L$ используют выражение

$$I = \sum_1^k I_{0i} e^{-\mu_i r} \approx I_{0\Sigma} e^{-\mu_{\text{эф}} r}, \quad (2.37)$$

где I_{0i} — интенсивность или плотность потока β -частиц энергии $E_{\text{max } i}$ на входе поглощающего слоя толщиной r ; μ_i — коэффициент ослабления i -й компоненты; $\mu_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент ослабления (рис. 2.9), позволяющий с некоторым приближением аппроксимировать ослабление излучения сложного состава ослаблением простого излучения интенсивностью $I_{0\Sigma}$; k — число компонент в β -спектре.

Экспериментальные значения $\mu_{\text{эф}}/\rho$ для излучения U и Th в средах с атомным номером Z приведены в табл. 2.6. Данные получены при измерениях газонаполненными счетчиками с толщиной стенок 30—60 мг/см².

Для однокомпонентного β -излучения калия ($E_{\text{max}} = 1,33$ МэВ) не подтверждается экспоненциальный закон ослабления (см. рис. 2.9). Изменение $\mu_{\text{эф}}(r)$ в Al аппроксимируется выражением

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_0(1 + 10m), \quad (2.38)$$

где $\mu_0 = 16 \text{ см}^{-1}$ — значение коэффициента ослабления при $r \rightarrow 0$; m — множитель, численно равный r , см.

Увеличение коэффициента μ однокомпонентного излучения связано с уменьшением энергии β -частиц при возрастании r в результате частичной потери ее в веществе. Слабая зависимость $\mu(r)$ для излучения сложного состава, каким, например, является β -излу-

Т а б л и ц а 2.6. Экспериментальные значения массового коэффициента ослабления β -излучения

Излучатель	E_{max} основных групп, МэВ	$\mu_{\text{эф}}/\rho$, см ² /г
Уран «чистый»	0,10; 0,19; 2,30	4,6 + 0,044Z
Уран равновесный	0,65; 1,01; 1,17; 1,47; 2,30; 3,20	5,1 + 0,048Z
Торий равновесный	0,33; 1,18; 1,76; 2,25	5,4 + 0,051Z

чение равновесного U или Th (см. рис. 2.9, б), объясняется одновременным проявлением двух событий: полным поглощением низкоэнергетических компонент по мере увеличения r и постепенным уменьшением энергии высокоэнергетических составляющих. В итоге в спектре сложного β -излучения возникает радиационное равновесие, аналогичное наблюдаемому в γ -спектрометрии (см. раздел 2.7), при котором спектр излучения практически сохраняется неизменным с возрастанием r .

Ослабление β -частиц в излучающем слое. Обозначим I_{τ} — интенсивность излучения тонкого слоя, в котором нет самопоглощения. Тогда излучение слоя dx на расстоянии x от поверхности препарата (рис. 2.10, а)

$$dI = I_{\tau} e^{-\mu x} dx. \quad (2.39)$$

Для излучающего слоя толщиной h

$$I = I_{\tau} \int_0^h e^{-\mu x} dx = (I_{\tau}/\mu)(1 - e^{-\mu h}) = I_n(1 - e^{-\mu h}), \quad (2.40)$$

где I_n — излучение насыщенного слоя мощностью h_n .

Как следует из формулы (2.40),

$$I_n = \lim_{h \rightarrow h_n} I = I_{\tau}/\mu. \quad (2.41)$$

Если излучение источника имеет k групп частиц, то

$$\begin{aligned} I_{\Sigma} &= \sum_{i=1}^k \frac{I_{\tau i}}{\mu_i} (1 - e^{-\mu_i h}) = \\ &= I_{n\Sigma} (1 - e^{-\mu_{\text{эф}} h}), \end{aligned} \quad (2.42)$$

где $\mu_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент ослабления β -частиц в излучающем слое.

Коэффициент $\mu_{\text{эф}}$ находят путем сопоставления экспериментальных кривых насыщения с кривыми, рассчитанными по фор-

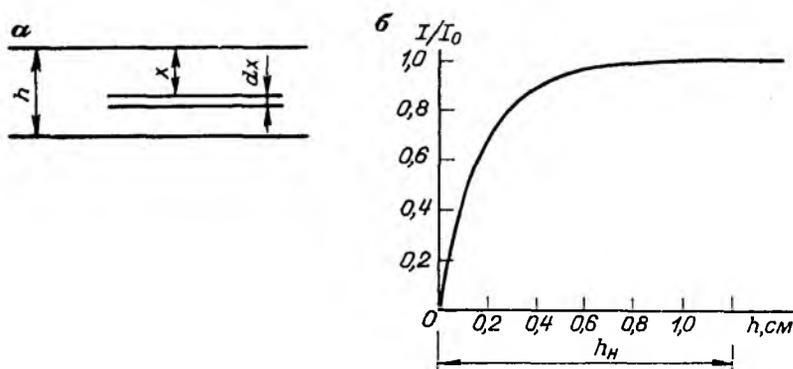


Рис. 2.10. Насыщение β -излучения.

a — к выводу формулы (2.40); *б* — кривая насыщения для порошка урановой руды ($Z = 15$; $\rho = 1,0$ г/см³).

муле (2.42). Значения $\mu_{\text{эф}}$ для излучающих и поглощающих сред, имеющих одинаковые атомные номера Z , равны.

Мощность насыщенного слоя h_n определяют экспериментально — путем регистрации I при постепенно увеличивающейся мощности излучающего слоя (рис. 2.10, б), или вычисляют по одной из формул (2.35) в зависимости от наибольшей энергии E_{max} в спектре.

Из выражения (2.41) следует, что если соотношение интенсивности или выхода на распад компонент с разным значением E_{max} для тонких слоев равно $I_1 : I_2 : \dots : I_k$, то для насыщенных слоев оно будет

$$\frac{I_1}{\mu_1} : \frac{I_2}{\mu_2} : \dots : \frac{I_k}{\mu_k}. \quad (2.43)$$

Так, для групп частиц UX_1 и UX_2 отношение выхода частиц в тонких слоях равно 1 : 1 (см. табл. 1.3), в насыщенных — 1 : 35, а с учетом ослабления излучения в стенках β -счетчика толщиной 30 мг/см² — 1 : 2600.

Спектр β -излучения насыщенного слоя обогащается низкоэнергетическими компонентами по сравнению с излучением тонкого слоя. За счет этого, например, значения $\mu_{\text{эф}}$ β -излучения насыщенных слоев Th и U возрастают на 10—25 % относительно $\mu_{\text{эф}}$ тонких пленок.

2.3. Распространение γ -квантов в геометрии узкого пучка.

Интенсивность, доза и мощность дозы излучения

Геометрия узкого пучка обеспечивается при прохождении γ -квантов через стержень или устройство, называемое «пушкой» (рис. 2.11). Особенностью узкого пучка является наличие в нем лишь первичных γ -квантов источника постоянной энергии. Каждый квант, испытавший рассеяние или поглощение, из пучка вы-

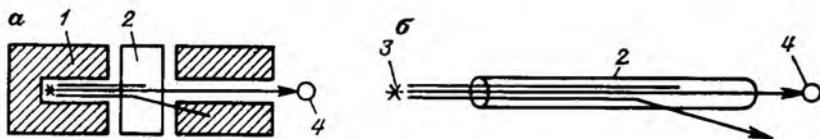


Рис. 2.11. Схема регистрации γ -излучения в геометрии узкого пучка. а — свинцовая пушка; б — тонкий стержень. 1 — свинцовый экран; 2 — изучаемый поглотитель; 3 — источник; 4 — детектор.

бывает. Коэффициент ослабления моноэнергетического излучения при любой толщине поглотителя остается постоянным и равным полному значению μ_0 [см. выражения (2.28) — (2.30)].

Уменьшение потока энергии I или числа квантов на отрезке dx

$$dI = -\mu_0 I dx. \quad (2.44)$$

При интегрировании этого выражения по x от 0 до r и по I от I_0 до I , получаем

$$I = I_0 e^{-\mu_0 r} = I_0 e^{-\mu_{0m} \rho r}, \quad (2.45)$$

где $\mu_{0m} = \mu_0/\rho$ — массовый коэффициент ослабления излучения в веществе плотностью ρ .

Для характеристики ослабления γ -излучения наряду с коэффициентом μ используют толщину слоя половинного поглощения D , среднюю длину пробега l и полный пробег L . Между ними имеются следующие соотношения:

$$l = 1/\mu = D/\ln 2 = 0,707 D, \quad L = 1.44 D. \quad (2.46)$$

В веществе сложного химического состава, включающем k компонентов разной плотности ρ и массовой доли P ,

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{сл}} = P_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + P_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + \dots + P_k \frac{\mu_k}{\rho_k} = \sum_{j=1}^k P_j \frac{\mu_j}{\rho_j}. \quad (2.47)$$

Среда сложного состава может быть заменена эквивалентной простой средой с эффективным атомным номером $Z_{\text{эф}}$ и с электронной плотностью n_e [см. формулу (2.6)] или пропорциональным ей коэффициентом N приведения к нормальной среде:

$$\bar{N} = 2 \sum_{j=1}^k P_j \frac{Z_j}{A_j}; \quad (2.48)$$

$$Z_{\text{эф}} = \left[\left(\sum_{j=1}^k P_j \frac{Z_j}{A_j} Z_j^m \right) \left(\sum_{j=1}^k P_j \frac{Z_j}{A_j} \right) \right]^{1/m}, \quad (2.49)$$

где $m = 3,1$ — для воздуха, воды и горных пород с содержанием тяжелых элементов до 10 %.

Таблица 2.7. Количественные характеристики γ -поля

Параметр поля	Обозначение и единицы	Определение	Аналоговая запись для спектра излучения		Обозначения в формулах
			дискретного	непрерывного	
Плотность потока энергии (энергетическая интенсивность)	$I_E, \text{Вт/см}^2, \text{МэВ/см}^2 \cdot \text{с}$	Энергия γ -излучения, проникающего в объем сферы с сечением 1 см^2 за 1 с	$\sum E_i n_i$ (2.53)	$E_{\text{max}} \int_0 n(E) E dE$	n_i — число квантов с энергией E_i , через сферу сечением 1 см^2 за 1 с ; $n(E)$ — число квантов с энергией от E до $E+dE$ через сферу 1 см^2 за 1 с ; μ_{ai} — коэффициент поглощения γ -квантов с энергией E_i в воздухе, $\mu_a = \tau_{\Phi} + \sigma_a + \tau_{\text{п}}$; g_i — эффективность регистрации квантов с энергией E_i (см. рис. 3.6 и 3.9)
Плотность потока квантов (интенсивность по числу квантов)	$I_N, \text{квант/см}^2 \cdot \text{с}$	Число γ -квантов, проникающих в объем сферы с сечением 1 см^2 за 1 с	$\sum n_i$ (2.54)	$E_{\text{max}} \int_0 n(E) dE$	
Мощность экспозиционной дозы	$I_D, \text{А/кг (Р/с)}$	Энергия γ -излучения, поглощенная в единице объема или массы сухого воздуха при $\theta^\circ \text{C}$ и давлении 101325 Па за 1 с (определяется по интенсивности ионизации воздуха)	$\sum \mu_{ai} E_i n_i = \sum \mu_{ai} I_{Ei}$ (2.55)	$E_{\text{max}} \int_0 \mu_a(E) \times n(E) E dE$	
Интенсивность по числу зарегистрированных квантов (частота импульсов)	$I_g, \text{имп/см}^2 \cdot \text{с}$	Число γ -квантов, зарегистрированных за 1 с детектором единичной площади	$\sum n_i(E) g_i(E)$ (2.56)	$E_{\text{max}} \int_0 n(E) g(E) dE$	

Примечание. Вт—ватт, эВ—электронвольт, А—ампер, Р—рентген, имп—импульс.

Гамма-излучение сложного состава, имеющего n энергетических компонент, ослабляется на отрезке r в геометрии узкого пучка по закону

$$I = \sum_{i=1}^n I_{0i} e^{-\mu_{0i} r} = I_{0\Sigma} e^{-\mu_{\text{эф}} r}, \quad (2.50)$$

где эффективный коэффициент ослабления γ -излучения $\mu_{\text{эф}}$ зависит от r и рассчитывается по формуле

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{1}{r} \ln \left(I_{0\Sigma} / \sum_{i=1}^n I_{0i} e^{-\mu_{0i} r} \right); \quad (2.51)$$

$I_{0\Sigma}$ — суммарная интенсивность γ -излучения на входе поглощающего слоя.

В равенствах (2.45), (2.50) под I понимается любой из параметров γ -поля, указанных в табл. 2.7, однако для каждого из этих параметров будет разный эффективный коэффициент ослабления.

В практической радиометрии в основном имеют дело с мощностью экспозиционной дозы I_D и интенсивностью по числу зарегистрированных квантов, или частотой импульсов, I_g . Последний параметр характеризует не только γ -поле, но и способ его измерения (см. главу 3), и поэтому здесь взят условно. Необходимость введения дозовых параметров вызывается трудностью прямых определений I_E и I_N .

Связь между параметрами I_E и I_D вытекает из следующих рассуждений. По определению (см. табл. 2.7),

$$\begin{aligned} I_D &= \Delta I_E = I_{E0} - I_E = I_{E0} - I_{E0} e^{-\mu_0 d} = \\ &= I_{E0} (1 - e^{-\mu_0 d}), \end{aligned} \quad (2.52^*)$$

где ΔI_E — поглощенная энергия γ -излучения в 1 см³ воздуха за 1 с; I_{E0} , I_E — энергетическая интенсивность излучения до и после прохождения отрезка длиной $d = 1$ см в воздухе.

Так как для воздуха $\mu_a \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹, а при малых x величина $e^{-x} \rightarrow 1 - x$, получаем

$$I_D \approx \mu_a I_E. \quad (2.57)$$

2.4. Особенности распространения γ -квантов в геометрии широкого пучка. Фактор накопления излучения

В геометрии широкого пучка наряду с первичными γ -квантами в пункт детектирования попадают кванты, рассеянные средой один или несколько раз в результате комптоновского эффекта (рис. 2.12). Происходит накопление излучения относительно числа и энергии первичных квантов. Так как при каждом комптоновском взаимодействии γ -квант дискретно изменяет направление движения и

* Формулы (2.53) — (2.56) см. в табл. 2.7.

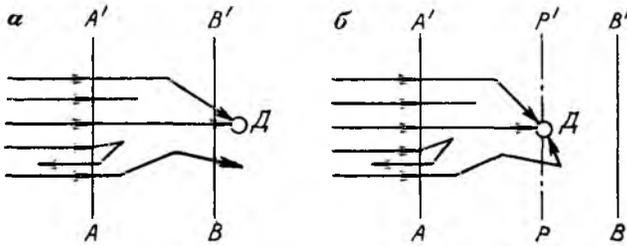


Рис. 2.12. Схема регистрации γ -излучения в геометрии широкого пучка.

a — за пределами поглотителя (барьерная геометрия); *б* — внутри поглощающей или излучающей среды.
Д — пункт детектирования.

энергию, причем угол рассеяния θ с определенной вероятностью может принимать любые значения от 0 до π (см. рис. 2.5), а энергия рассеянного кванта варьирует от E_0 (МэВ) до $E_{\min} = 0,51 E_0 / (0,51 + 2E_0)$, учет рассеянного излучения представляет значительную трудность. Математическое решение задачи осложняется тем, что при многократном рассеянии меняется спектральный состав излучения, а вместе с этим меняются вероятность поглощения и рассеяния вновь образованных квантов, их угловое распределение и эффективность регистрации их детектором излучения.

В пункте детектирования эффекты первичного I_0 и рассеянного I_s излучения суммируются. Отношение суммарного эффекта к эффекту первичных квантов носит название фактора накопления излучения B . В зависимости от изучаемого параметра γ -поля (см. табл. 2.7) различают факторы накопления энергии B_E , числа квантов B_N , дозы излучения B_D :

$$B_E(r) = \frac{I_{E0}(r) + I_{Es}(r)}{I_{E0}(r)} = \frac{\int_0^{E_{\max}} N(r, E) E dE}{\int_0^{E_{\max}} N_0(r, E) E dE}; \quad (2.58)$$

$$B_D(r) = \frac{\int_0^{E_{\max}} \mu_a(E) N(r, E) E dE}{\int_0^{E_{\max}} \mu_a(E) N_0(r, E) E dE}, \quad (2.59)$$

где $N(r, E)$ — спектральная функция распределения квантов по энергиям в точке пространства $r(x, y, z)$ для первичных и рассеянных квантов; $N_0(r, E)$ — то же, для первичных квантов.

Аналогично выражению (2.58) записывается фактор накопления B_N для интенсивности по числу квантов I_N . Можно также говорить о факторе накопления B_g для числа зарегистрированных квантов.

Закон ослабления излучения в геометрии широкого пучка имеет вид

$$\begin{aligned} I_j &= I_{j0} e^{-\mu_0 r} B_j(\mu_0 r, E, Z) = \\ &= I_{j0} e^{-\mu_{\text{эф}} r}, \end{aligned} \quad (2.60)$$

где μ_0 и $\mu_{\text{эф}}$ — соответственно полный [см. выражение (2.28)] и эффективный коэффициенты ослабления излучения; j — параметр γ -поля.

Таблицы значений B_j имеются в работах [12, 32]. Дозовые факторы накопления B_D близки к значениям B_E , расхождения редко превышают 10 %, причем обычно $B_D < B_E$; $B_N > B_E$. Значения B возрастают с увеличением r и уменьшаются с возрастанием Z среды и энергии квантов E . В средах с высокими номерами Z зависимость $B(E)$ инверсионная.

В приближенных расчетах при небольших r в формуле (2.60) можно использовать выражение

$$\mu_{\text{эф}} = \tau_{\text{ф}} + \sigma_a + K\sigma_s + \tau_{\text{л}}. \quad (2.61)$$

По экспериментальным данным для условий барьерной геометрии

$$K = 0,25 + 0,006Z.$$

Так как фактор накопления B зависит от r , равенство (2.60) иногда аппроксимируют выражением

$$I = I_0 (A_1 e^{-\alpha_1 \mu_0 r} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu_0 r} + \dots + A_n e^{-\alpha_n \mu_0 r}), \quad (2.62)$$

где A_i , α_i — коэффициенты, зависящие от энергии излучения и от Z среды.

2.5. Элементы теории многократного рассеяния γ -излучения

Распространенными методами расчета поля рассеянных квантов являются: 1) решение уравнения переноса излучения, 2) метод статистических испытаний (метод Монте-Карло), 3) метод диффузионного приближения.

Уравнение переноса излучения. В основу кинетического уравнения, с помощью которого может быть найдена спектрально-угловая функция распределения числа квантов $N(r, \Omega, E)$ или энергии $I(r, \Omega, E)$, положено уравнение неразрывности Больцмана, свидетельствующее о том, что в стационарном режиме число γ -квантов, покидающих за 1 с элементарный в шестимерном фазовом про-

странстве объем $d\tau = dr d\Omega dE = dx dy dz d\theta d\varphi dE$, равно числу квантов, прибывающих в этот объем. Уравнение переноса излучения записывается в виде

$$\begin{aligned} & \operatorname{div} [\Omega N(\mathbf{r}, \Omega, E)] + \mu_0(E)N(\mathbf{r}, \Omega, E) = \\ & = \int_{\Omega'} \int_{E' > E} \sigma(E')F(\Omega' \rightarrow \Omega, E' \rightarrow E)N(\mathbf{r}, \Omega, E)dE'd\Omega' + \\ & \quad + S(\mathbf{r}, \Omega, E), \end{aligned} \quad (2.63)$$

где $\mu_0(E)$ и $\sigma(E')$ — соответственно полный и комптоновский коэффициенты ослабления излучения при значениях энергии E и E' , связанных между собой формулой Комптона; $F(\Omega' \rightarrow \Omega, E' \rightarrow E)$ — функция, определяющая соотношение параметров аргумента при переходе из состояния (Ω', E') в состояние (Ω, E) и выражаемая формулой Клейна—Нишины—Тамма.

В левой части уравнения первый член определяет убыль квантов из пространственного объема $dr = dx dy dz$ в результате их свободного движения, второй — убыль квантов в результате поглощения и рассеяния. В правой части уравнения первый член выражает прибыль квантов с направлением движения Ω и энергией E за счет возникновения их в объеме dr в результате рассеяния квантов, имевших до этого направление $\Omega' \neq \Omega$ и энергию $E' > E$; второй член показывает прибыль за счет испускания квантов в объеме $dr(x, y, z)$ с энергией E и направлением Ω . Значение $S(r, \Omega, E)$ относится к единице объема, единице телесного угла и единичному интервалу энергии.

Основными методами решения уравнения переноса излучения являются метод моментов и метод последовательных столкновений [32]. Метод моментов позволяет свести интегродифференциальное уравнение (2.63) к системе связанных интегральных уравнений с одной переменной величиной.

В методе последовательных столкновений функция распределения представляется в виде суммы слагаемых, каждое из которых есть функция распределения квантов, претерпевших $0, 1, 2, \dots$ актов рассеяния:

$$N(r, \Omega, E) = \sum_{i=0}^n N_i(r, \Omega, E). \quad (2.64)$$

Число членов в сумме тем больше, чем больше геометрические размеры среды. Функция $N_i(r, \Omega, E)$ с любым индексом i находится из функции $N_{i-1}(r, \Omega, E)$. Для упрощения решения задачи прибегают к целому ряду осреднений. Так, в работах В. Фауста и М. Джонсона предполагается, что с точки зрения потери энергии все γ -кванты равной энергии ведут себя одинаково. Средняя энергия квантов, претерпевших n столкновений с электронами среды,

$$E_n = E_{n-1}(\sigma_s, n-1/\sigma_{n-1}), \quad (2.65)$$

где σ_s и σ — коэффициенты комптоновского рассеяния [см. формулы (2.18) и (2.19)].

В работах И. Хиршфельдера вводится $\overline{\cos \theta}$ — средний косинус угла, на который рассеиваются кванты при взаимодействии с электронами (см. рис. 2.5). Тогда средняя энергия кванта после n -го столкновения вычисляется по формуле

$$E_n = \frac{E_{n-1}}{1 + (1 - \overline{\cos \theta}) E_{n-1} / (m_e c^2)}. \quad (2.66)$$

Сравнение расчетных и экспериментальных данных ослабления излучения показывает, что подобные допущения оправданны.

Вычисления, выполненные И. Хиршфельдером для 20 актов рассеяния квантов с энергией $E = 1, 3, 5$ МэВ, позволили получить следующую зависимость для энергетической интенсивности в А1:

$$I = I_0 [1 + \alpha \mu_0 r + \beta (\mu_0 r)^2] e^{-\mu_0 r}, \quad (2.67)$$

где выражение в квадратных скобках представляет собой фактор накопления $B(\mu_0 r, E)$;

$$\alpha = 0,487 e^{-(E-1) \cdot 0,098}; \quad \beta = 0,03 / E^{1,22}.$$

Метод Монте-Карло. Прохождение γ -кванта через вещество рассматривается как последовательность случайных элементарных процессов: свободного движения кванта на некотором отрезке пути, рассеяния, поглощения в результате фотоэффекта или образования пар и др. Зная вероятность каждого отдельного процесса ($\tau_{\text{ф}}$, σ , $\tau_{\text{п}}$ и т. д.) и имея таблицу случайных чисел, можно проследить движение кванта в веществе до тех пор, пока он не поглотится или не выйдет за пределы интересующего нас пространства. При построении траектории кванта обычно разыгрываются: длина пробега между двумя столкновениями, тип взаимодействия γ -кванта с веществом, полярный угол комптоновского рассеяния, азимутальный угол φ .

Методику расчета рассмотрим на примере нахождения типа процесса взаимодействия γ -кванта с веществом. Полное сечение взаимодействия $\mu_0 = \tau_{\text{ф}} + \sigma + \tau_{\text{п}}$. Тогда нормированные вероятности фотоэффекта, комптоновского эффекта и образования пар соответственно равны

$$P_{\text{ф}} = \tau_{\text{ф}} / \mu_0; \quad P_{\text{к}} = \sigma / \mu_0; \quad P_{\text{п}} = \tau_{\text{п}} / \mu_0.$$

Положим, что при расчете получились числа 0,1; 0,8 и 0,1. Тогда если выбранное по таблице случайных чисел число a попадает в интервал 0—0,100, — квант испытал фотопоглощение; в интервал 0,101—0,900 — комптоновское рассеяние; в интервал 0,901—0,999 — образование пар.

Операции по вычислениям методом Монте-Карло ведутся с помощью ЭВМ. Для сокращения числа индивидуальных историй γ -квантов (требуется до 10^8 траекторий) применяются различные

приемы ускорения счета, позволяющие получать усредненные параметры γ -поля. Метод Монте-Карло широко используется для вычисления γ -полей, особенно в сложных задачах с неоднородной средой.

Метод диффузионного приближения. Процесс распространения квантов сравнительно малых энергий в средах с малым Z рассматривается как процесс диффузии частиц с малым временем жизни.

Уравнение диффузии для стационарных условий

$$D\nabla^2 n - n/\tau + S = 0, \quad (2.68)$$

где D — коэффициент диффузии квантов, $\text{см}^2/\text{с}$; n — объемная концентрация квантов, $\text{квант}/\text{см}^3$; τ — среднее время жизни кванта по отношению к процессу поглощения, с ; S — удельная мощность источника, $\text{квант}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$; $\nabla^2 n$ — оператор Лапласа от аргумента n .

Уравнение (2.68) составлено в предположении, что сечение поглощения мало по сравнению с сечением рассеяния и квант испытывает большое число актов рассеяния до момента поглощения. Первый член равенства (2.68) выражает изменение числа квантов за счет градиента концентрации n , второй — убыль квантов в связи с ограниченным временем жизни, третий — добавку квантов из источника в пункте $r(x, y, z)$.

Для точечного источника мощностью S (квант/с) в однородной среде

$$n(r) = [S/(4\pi Dr)] \exp(-r/\sqrt{D\tau}). \quad (2.69)$$

Достоинством метода расчета γ -поля в диффузионном приближении является возможность решения задачи в простой аналитической форме. Однако круг вопросов, решаемых этим методом, ограничен. Обычно это расчет интенсивности средне- и низкоэнергетического излучения в хорошо рассеивающих средах, где спектральный состав рассеянного излучения стремится к равновесию, для расстояний от источника более двух длин свободного пробега кванта.

2.6. Отражение γ -излучения.

Фактор накопления при отражении

Часть квантов вследствие комптоновского эффекта испытывает рассеяние под углами более $\pm \pi/2$ к направлению первичного излучения и выходит из поглощающей среды или как бы отражается этой средой. Отношение числа отраженных квантов $N_{\text{отр}}$ к числу падающих на некоторую поверхность квантов называется коэффициентом отражения излучения R_N или альбедо.

Значение альбедо в случае узкого пучка может быть оценено следующим образом. Пусть на широкий рассеиватель падает пучок квантов сечением ΔS , энергией E_0 и плотностью потока n_0

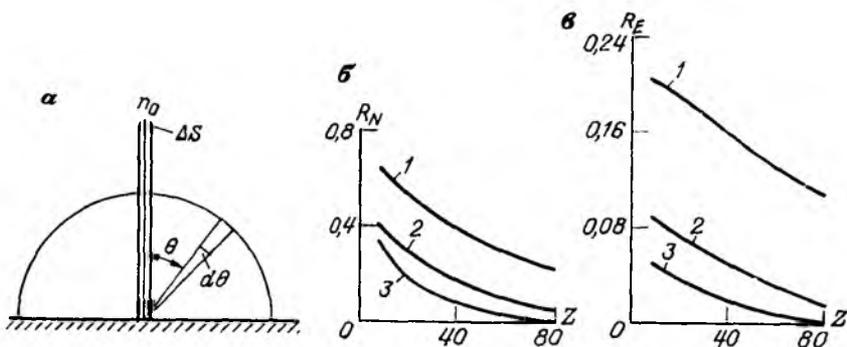


Рис. 2.13. Отражение γ -квантов от поверхности (а) и значения коэффициентов отражения (альbedo) для числа квантов (б) и энергии (в). Энергия первичного излучения 1 МэВ. Угол падения излучения: 1 — 80° , 2 — 45° , 3 — 0° .

(рис. 2.13, а). Тогда число отраженных квантов в телесный угол $2\pi \sin\theta d\theta$ с энергией в интервале от E до $E + dE$

$$dN = n_0 \Delta S \cdot 2\pi N(\theta, E) \sin\theta d\theta dE,$$

где $N(\theta, E)$ — функция распределения отраженных квантов (находится расчетным путем или экспериментально).

Полное число отраженных квантов

$$N_{\text{отр}} = n_0 \Delta S \cdot 2\pi \int_0^{\pi/2} \int_0^{E_0} N(\theta, E) \sin\theta d\theta dE. \quad (2.70)$$

Коэффициент отражения, или альbedo, для числа квантов

$$\begin{aligned} R_N &= N_{\text{отр}} / (n_0 \Delta S) = \\ &= 2\pi \int_0^{\pi/2} \int_0^{E_0} N(\theta, E) \sin\theta d\theta dE. \end{aligned} \quad (2.71)$$

Альbedo для энергии

$$R_E = \frac{2\pi}{E_0} \int_0^{\pi/2} \int_0^{E_0} N(\theta, E) E(\theta) \sin\theta d\theta dE. \quad (2.72)$$

В случае излучения сложного состава эффекты отражения суммируются.

Величина коэффициента отражения зависит от энергии падающего излучения, атомного номера Z среды, угла падения излучения, толщины и площади отражающего слоя (рис. 2.13, б, в). С уменьшением энергии падающих квантов коэффициент отражения возрастает, с увеличением Z — уменьшается.

Если на отражающую поверхность падает параллельный или расходящийся пучок лучей с плотностью потока n_0 , то для характеристики отраженного излучения n_r вводится фактор накопления при отражении

$$B_r = (n_0 + n_r)/n_0 = 1 + n_r/n_0, \quad (2.73)$$

где n_r/n_0 — коэффициент отражения.

Кванты, рассеянные под углами более $\pm \pi/2$, пополняют низкоэнергетическую область спектра γ -излучения. Как следует из выражения (2.14), энергия обратно рассеянных квантов ($\theta = \pi$) даже при $E_\gamma \rightarrow \infty$ не превышает 0,255 МэВ, а энергия квантов, рассеянных под углом $\theta > \pi/2$, не превышает 0,511 МэВ.

Интегрирование равенства (2.17) дает следующее выражение для коэффициента ослабления на электроне, обусловленного обратным рассеянием:

$$\begin{aligned} \sigma_e^- &= \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\varphi = \\ &= \pi r_e^2 \left[\frac{\omega^2 - 2\omega - 2}{\omega^3} \ln \frac{1 + 2\omega}{1 + \omega} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{8\omega^4 + 35\omega^3 + 44\omega^2 + 22\omega + 4}{2\omega^2(1 + \omega)^2(1 + 2\omega)^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.74)$$

В расчетах коэффициента ослабления σ_e^- энергия кванта E_n или $\omega_n = E_n/(m_e c^2)$, испытавшего n столкновений, определяется по формуле (2.65).

В результате эффекта отражения в 4π -геометрии снижается эффективный коэффициент ослабления излучения относительно условий 2π -геометрии. Расхождения значений $\mu_{\text{эф}}$ для разных геометрий тем больше, чем меньше Z среды и энергия излучения и чем выше чувствительность детектора к отраженному низкоэнергетическому излучению (см. главу 3, рис. 3.6 и 3.9). По этой же причине в излучающих средах отношение интенсивностей излучения $I_{4\pi}/I_{2\pi} > 2$, а при детектировании γ -квантов сцинтиллятором NaI(Tl) без экрана это отношение достигает 3,2. Однако из-за малой энергии рассеянных квантов в области энергий $E_\gamma \gg 0,7$ МэВ отношение $I_{4\pi}/I_{2\pi} \approx 2$ при любых условиях регистрации излучения.

2.7. Энергетический состав рассеянного γ -излучения. Эффективный коэффициент $\mu_{\text{эф}}$ в излучающей среде

При прохождении излучения через вещество спектральный состав излучения меняется. На основной поток первичных γ -квантов накладывается многократно рассеянное излучение с непрерывным энергетическим спектром. Средняя энергия квантов, претерпев-

ших l столкновений с электронами среды, приближенно оценивается по формулам (2.65) и (2.66). Как уже отмечалось, точное определение спектрального распределения квантов получается лишь решением кинетического уравнения переноса излучения [см. формулу (2.63)]. С увеличением толщины поглотителя возрастает относительное количество квантов, рассеянных 3—4 раза и более, и уменьшается доля первичных квантов, а начиная с расстояния двух длин свободного пробега ($\mu_0 r = 2$) уменьшается и доля однажды рассеянных квантов.

Для сложного γ -излучения U и Th изменение спектра в поглощающей среде вызывается двумя явлениями: низкоэнергетические компоненты первичного спектра по мере увеличения толщины экрана постепенно поглощаются, кванты же средних и высоких энергий уменьшают свою энергию в результате комптоновского рассеяния. В итоге начиная с некоторой толщины поглотителя наступает радиационное равновесие, при котором дальнейшее увеличение толщины r уже не сопровождается изменением спектрального состава излучения, а эффективный коэффициент ослабления излучения принимает постоянное значение. По экспериментальным данным радиационное равновесие для излучения Ra наступает при толщине Al 10, Cu 15, Pb 80 г/см².

В излучающей среде отмечается аналогичная картина преобразования γ -спектра. До того, как выйти из радиоактивного слоя, γ -кванты проходят некоторое расстояние, где они могут испытать одно-, двух- или многократное рассеяние. В итоге первичный спектр γ -излучения объемного источника обогащается низкоэнергетическими компонентами. По данным рис. 2.14 первичные кванты в спектре насыщенных масс U и Th четко видны лишь при энергии $E_\gamma > 0,5$ МэВ.

Расчеты спектрального распределения первичного I_0 и рассеянного I_r γ -излучения U, выполненные С. Г. Троицким, показывают следующее.

Энергия	0,025—	0,325—	0,625—	0,925—	1,225—	1,625—	2,025—
E_γ , МэВ	0,325	0,625	0,925	1,225	1,625	2,025	2,450
$I_0/(I_0 + I_r)$	0,03	0,34	0,28	0,56	0,69	0,82	0,92

В области энергий выше 1,0 МэВ первичное излучение преобладает над рассеянным; при $E_\gamma = 0,5 \div 1,0$ МэВ доли первичного и рассеянного излучения близки между собой; при $E_\gamma < 0,5$ МэВ рассеянное излучение преобладает. Форма спектра рассеянных квантов зависит от $Z_{эф}$ излучающей среды. Так, при значениях $Z = 6; 12; 29$ максимум спектрального распределения приходится соответственно на кванты с энергией 0,1; 0,2; 0,35 МэВ. Относительная интенсивность рассеянных квантов при энергии $E_\gamma < 0,5$ МэВ с увеличением Z от 6 до 29 снижается в 7—8 раз.

Относительная интенсивность γ -излучения отдельных радионуклидов на выходе насыщенного слоя урановой или ториевой

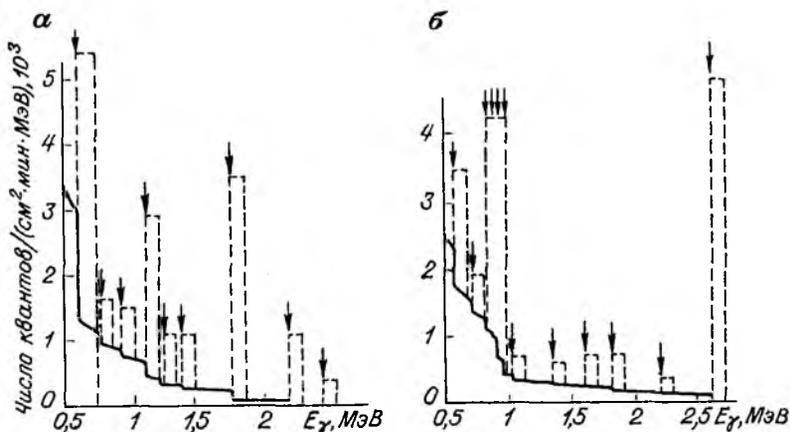


Рис. 2.14. Спектры γ -излучения насыщенных объемных источников [10]. а — равновесный U (0,01 %); б — Th (0,023 %).

руды подчиняется закономерности (2.43). Расчет по этой формуле показывает, что в урановой руде излучение RaC составляет 90,6 %, RaB — 6,7 %, $UX_1 + UX_2$ — 2,3 %, остальных нуклидов — 0,4 %.

Одним из основных приемов определения $\mu_{эф}$ в излучающем слое является интерполяционное сопоставление расчетных [см. выражения (7.32), (18.5)] и экспериментальных кривых нарастания $I(h)$. Так как спектр γ -излучения объемных источников весьма сложный, экспериментальные значения $\mu_{эф}$ (табл. 2.8) зависят

Т а б л и ц а 2.8. Эффективные массовые коэффициенты ослабления γ -излучения объемных насыщенных источников (по экспериментальным данным)

Детектор излучения	Уровень дискриминации интегрального спектра, МэВ	Энергетический интервал дифференциального спектра, МэВ	Значения $\mu_m = \mu_{эф}/\rho$, см ² /г			
			U		Th	K
			2π-геометрия	4π-геометрия	2π-геометрия	
Газополупроводниковый счетчик MC	—	—	0,037	0,032	0,034	—
Сцинтиллятор NaI(Tl)	0,03	—	0,021	0,014	—	—
	0,10	—	—	0,017	—	—
	0,20	—	0,032	0,028	—	—
	0,25	—	—	0,031	—	—
Сцинтиллятор CsI(Na)	—	1,05—1,35	0,034	—	0,032	—
	—	1,35—1,55	0,034	—	0,032	0,050
	—	1,65—1,85	0,034	—	0,033	—
	—	2,05—2,65	0,035	—	0,036	—
	—	2,40—2,80	—	—	0,037	—

от типа детектора, его экранирования, уровня энергетической дискриминации регистрирующей аппаратуры. Причиной этого в первую очередь является разная эффективность регистрации γ -квантов низкой и высокой энергии (см. рис. 3.6). Эксперименты показывают, что значения $\mu_{эф}/\rho$ в излучающих средах равны эффективным коэффициентам ослабления в нерадиоактивном поглощающем веществе, если измерения выполняются в аналогичных геометрических условиях, теми же детекторами излучения, при равных значениях Z излучающей и поглощающей сред.

Глава 3

ДЕТЕКТОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ. РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Ведущей отраслью радиометрической разведки ныне является γ -спектрометрия, поэтому основное внимание здесь уделено детекторам спектрометрического типа и принципам спектрометрии γ -излучения.

В эту главу включены основные метрологические понятия в области измерения ионизирующих излучений, регламентированные государственными стандартами. В книге в целом физические величины выражены в единицах СИ или в кратных и дольных частях этих единиц. Однако подчеркиваем, что руководящим документом Госстандарта РД—50—454—84 разрешено использовать до 1990 г. внесистемные единицы мощности дозы излучения — рентген в секунду (Р/с) и микроРентген в час (мкР/ч).

3.1. Типы детекторов и радиометрических приборов

Детекторы представляют собой устройства, преобразующие поглощенную энергию E_n ионизирующих излучений в удобные для регистрации сигналы (вспышки света, импульсы тока, механические повреждения поверхности) амплитудой $U(E_n)$ и частотой, или плотностью, N , пропорциональной интенсивности излучения, Спектр сигналов детектора [1]

$$N(U) = \int_E F(E)G(E,U)dE, \quad (3.1)$$

где $F(E)$ — истинный спектр излучения; $G(E, U)$ — функция, характеризующая взаимодействие излучения с веществом детектора; нередко ее называют функцией отклика детектора.

В радиометрических приборах сигналы детектора усиливаются, при необходимости анализируются по требуемым параметрам и регистрируются с помощью тех или иных устройств.

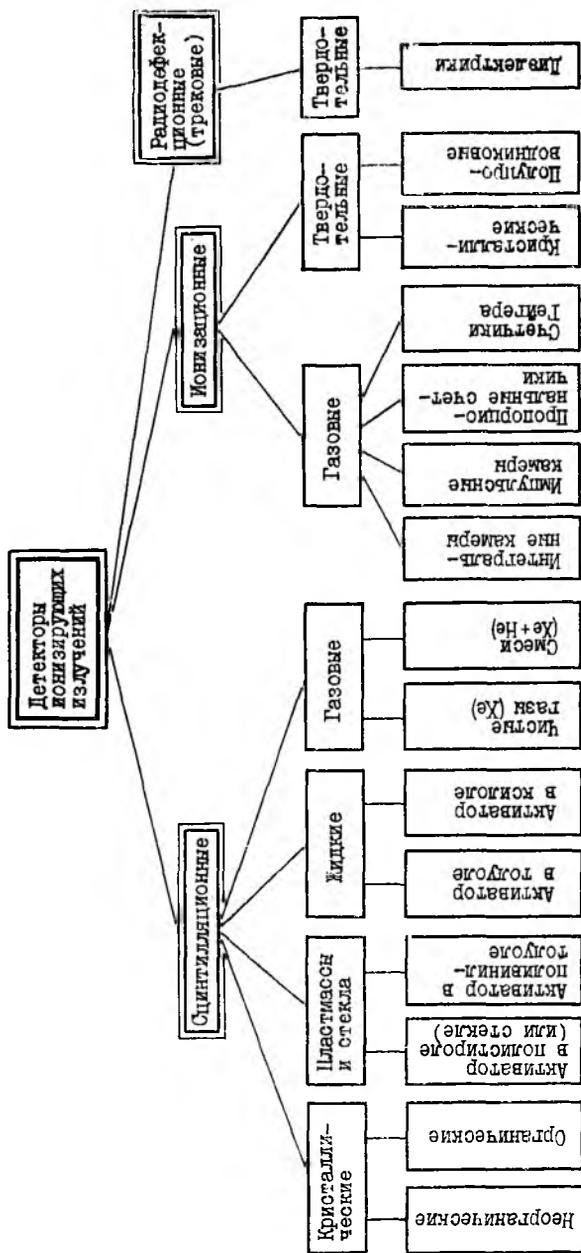


Рис. 3.1. Типы детекторов ионизирующих излучений.

В радиометрической разведке применяют сцинтилляционные, ионизационные и радиодефекционные (трековые) детекторы (рис. 3.1).

Первыми радиометрическими приборами были электроскопы и электрометры, работающие на принципе интегральных ионизационных камер. С середины 40-х годов внедряется аппаратура на газоразрядных счетчиках с самостоятельным разрядом (счетчики Гейгера—Мюллера). В 50-х годах она постепенно заменяется сцинтилляционной аппаратурой, позволившей понизить порог регистрации излучения, повысить чувствительность измерений и поднять производительность работ. На основе сцинтилляторов была создана и получила широкое развитие полевая спектрометрическая аппаратура для раздельного определения U (Ra), Th, K в породах и рудах.

Полупроводниковые детекторы (ППД), выгодно отличающиеся от сцинтилляторов высоким энергетическим разрешением, нашли применение в первую очередь для целей лабораторного рентгеноспектрального и радиометрического изотопного анализов порошковых проб, растворов, тонких пленок. В полевых условиях наиболее перспективно внедрение ППД, не требующих охлаждения, например, теллурида кадмия и дионида ртути.

Среди радиодефекционных детекторов, основанных на возникновении радиационных дефектов под действием излучения, в радиометрии находят применение диэлектрики (лавсан, нитрат- и триацетатцеллюлоза и др.) для целей f -радиографии и эманационной трековой съемки.

Ныне основными детекторами в радиометрических приборах являются неорганические кристаллические сцинтилляторы NaI (Tl), CsI (Tl), CsI (Na), ZnS. Их используют в лабораторных γ -спектральных установках, переносных и каротажных радиометрах и γ -спектрометрах, в самолетных спектрометрических станциях, лабораторных и полевых эманометрах. Для решения отдельных задач применяют газоразрядные счетчики и ионизационные камеры. Технические характеристики некоторой серийной радиометрической аппаратуры, выпускаемой отечественной промышленностью, будут приведены в табл. 3.4.

3.2. Сцинтилляционные счетчики и их рабочие характеристики

Типовой сцинтилляционный счетчик (рис. 3.2) состоит из люминофора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

В результате взаимодействия заряженной частицы или γ -кванта с веществом люминофора 1 возникают кратковременные вспышки—сцинтилляции 2, связанные с явлением возбуждения (см. рис. 2.1) молекул люминофора. Часть световых фотонов через световод 3 попадает на фотокатод 4 ФЭУ и выбивает из него электроны. Последние направляются фокусирующей электронной линзой 5 на

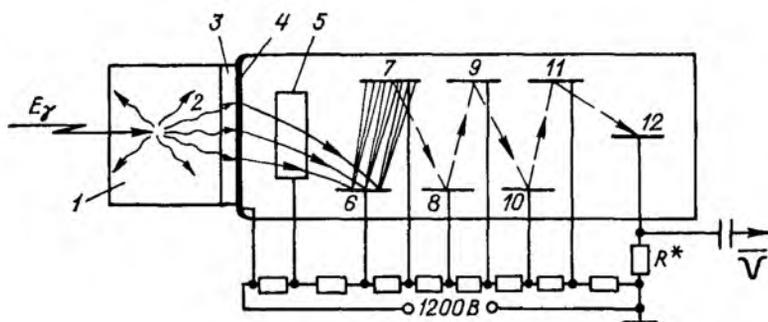


Рис. 3.2. Принципиальная схема сцинтилляционного счетчика.

находящиеся под напряжением эмиттеры 6—11 или диоды ФЭУ с коэффициентом вторичной эмиссии более 1, что обеспечивает лавнообразное умножение электронов от диода к диоду и появление на аноде 12 электрического импульса, достаточного для регистрации его радиотехнической схемой без большого усиления.

Таким образом, процессы, происходящие в сцинтилляционном счетчике, можно разбить на 6 стадий:

- поглощение энергии излучения в люминофоре;
- возбуждение люминофора и эмиссия фотонов;
- прохождение фотонов от места их возникновения до фотокатода;
- поглощение фотонов катодом и испускание им фотоэлектронов;
- электронное умножение;
- собирание электронов на аноде ФЭУ и формирование электрического импульса.

Ниже по стадиям рассмотрены основные факторы, влияющие на величину выходного импульса сцинтилляционного счетчика.

1. Заряженная частица или γ -квант энергией соответственно E_0 или $E_{0\gamma}$, проходя через люминофор, ионизируют и возбуждают (см. рис. 2.1 и 2.2) его молекулы.

Поглощенная энергия частицы

$$E_n = aE_0, \quad (3.2a)$$

где a — доля энергии, поглощенной в сцинтилляторе.

Поглощенная энергия γ -кванта

$$E_{n\gamma} = ab(E_\gamma, Z_{\text{сц}}, \theta)E_{0\gamma}, \quad (3.2б)$$

где b — доля энергии γ -кванта, переданная в сцинтилляторе одному или нескольким электронам в результате фотоэффекта, комптон-эффекта или образования пар.

Необходимость учета коэффициента b вызвана тем, что световые вспышки в сцинтилляторе создаются не γ -квантами, а вторич-

ными электронами, возникающими при взаимодействии γ -кванта с веществом сцинтиллятора, энергия которых сложным образом зависит от E_γ , $Z_{\text{сц}}$ и угла рассеяния γ -кванта θ [см. формулы (2.7), (2.15), (2.24)].

2. Часть поглощенной энергии E_n испускается возбужденными молекулами люминофора в виде световых фотонов средней энергией E_ϕ . Число фотонов

$$n_0 = KE_n/E_\phi, \quad (3.3)$$

где K — коэффициент световой конверсии, равный доле поглощенной энергии, преобразующейся в световую; его значение должно оставаться постоянным для частиц одного вида при любой энергии E_0 .

Возбужденные молекулы люминофора, испуская фотоны, постепенно переходят в основное состояние. Спустя время t их число

$$n_t = n_0 e^{-t/t_0}, \quad (3.4)$$

где t_0 — время высвечивания, равное среднему времени жизни возбужденной молекулы; оно изменяется для разных сцинтилляторов от 10^{-9} до 10^{-6} с (см. табл. 3.1).

Энергетический состав фотонов (спектр люминесценции сцинтиллятора) не зависит от природы ионизирующих частиц и совпадает со спектром люминесценции, вызываемым ультрафиолетовым излучением. Максимум спектральной интенсивности лежит в видимой и ультрафиолетовой частях спектра (рис. 3.3).

3. Из числа фотонов n_0 , возникающих на пути следования частицы в люминофоре, до фотокатода доходит число фотонов

$$n = Fgn_0 = cn_0, \quad (3.5)$$

где F — коэффициент оптической прозрачности люминофора, светопровода и баллона ФЭУ; g — коэффициент, учитывающий оптическую геометрию детектирующей системы, равный эффективному телесному углу, под которым виден люминофор с катода; c — коэффициент светособирания.

4. Фотоны, достигшие фотокатода, выбивают из него фотоэлектроны в количестве

$$N_0 = \varepsilon_{\phi} n, \quad (3.6)$$

где ε_{ϕ} — эффективный квантовый выход (рис. 3.4) в области излучения сцинтиллятора (см. рис. 3.3).

Часть электронов (N'_0) направляется фокусирующим электродом на первый диод ФЭУ, причем

$$N'_0 = \varepsilon_{\phi} np = N_0 p, \quad (3.7)$$

где p — коэффициент собирания электронов на первом диоде (его значение изменяется от 0,1 до 1).

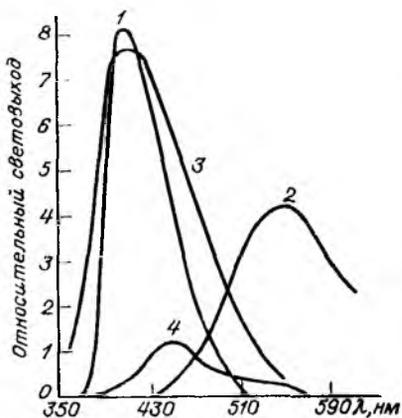


Рис. 3.3. Спектры люминесценции.
1 — NaI (Tl); 2 — CsI (Tl); 3 — CsI (Na);
4 — пластмасса (p-терфенил в полистироле).

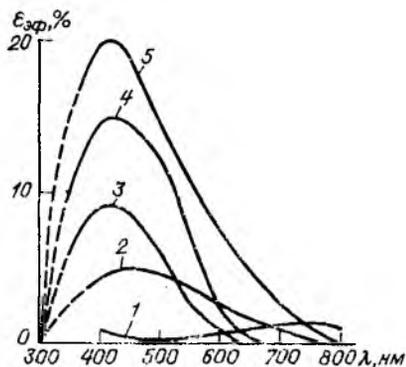


Рис. 3.4. Спектральная чувствительность различных фотокатодов.
1 — AgOCs; 2 — BiAgOCs; 3 — SbCs; 4 — SbCsO; 5 — SbNaKCs.

Кроме того, параметр N_0 можно оценить по формуле

$$N_0 = E_0/\kappa, \quad (3.8)$$

где κ — средняя энергия, затрачиваемая заряженной частицей или γ -квантом на образование одного фотоэлектрона; для сцинтилляторов NaI (Tl), CsI (Tl), антрацена и стильбена значения κ соответственно равны 0,65; 0,80; 1,3 и 2,0 кэВ.

Наряду с полезными сигналами в ФЭУ возникают темновые импульсы за счет тепловой эмиссии электронов с фотокатода и прожегочных динодов ФЭУ. Основным способом, понижающим их влияние, является амплитудная дискриминация.

5. Полный коэффициент умножения электронов на m динодах ФЭУ

$$M = \eta \xi^m, \quad (3.9)$$

где η — коэффициент сбора электронов на динодах (изменяется от 0,2 до 1,0; его значение зависит от ориентировки ФЭУ относительно вектора магнитного поля, однако эта зависимость снижается магнитным экраном); ξ — коэффициент вторичной электронной эмиссии, равный числу вторичных электронов, выбиваемых с каждого последующего динода прилетевшим на него электроном; обычно $\xi = 3 \div 5$ (до 10) при разности потенциалов между каскадами около 100 В.

Резкая зависимость коэффициентов ξ и M от питающего напряжения ФЭУ U налагает высокие требования на стабильность U . Если число динодов $m = 10$, то для обеспечения постоянства M

с погрешностью 1 % относительное изменение питающего напряжения должно быть не более 0,1 %.

6. В итоге число электронов, собираемых на аноде за счет одной сцинтилляции,

$$N = N_0 M = K F g \epsilon_{эф} \rho M E_{п} / E_{ф}, \quad (3.10)$$

где $E_{п}$ — энергия частицы или γ -кванта, поглощенная в люминофоре [см. выражения (3.2а) и (3.2б)].

Амплитуда импульса (в вольтах) на выходе сцинтилляционного счетчика

$$\Delta U = 1,6 \cdot 10^{-19} N / C_{в} = 1,6 \cdot 10^{-19} \rho M E_{п} / (\kappa C_{в}), \quad (3.11)$$

где $C_{в}$ — выходная емкость ФЭУ (в фарадах).

В среднем значение ΔU составляет около 1,0 В на 1 МэВ.

Кроме описанных типовых детекторов имеются сцинтилляционные счетчики, состоящие из люминофора и полупроводникового кремниевоего фотодиода, используемого вместо ФЭУ для преобразования генерируемого сцинтиллятором света в электрический сигнал. Перспективно для этих целей применение ППД HgI_2 , позволяющего получить фотодетекторы большой площади. Напряжение питания фотодиодов — единицы вольт. Это является их главным преимуществом перед сцинтилляционными счетчиками с ФЭУ. Хотя на выходе фотодиода амплитуда импульса почти в 10^4 раз ниже, чем на выходе ФЭУ, новые разработки заслуживают внимания.

Дальнейшее изложение материала посвящается сцинтилляционным счетчикам на основе ФЭУ.

Основными рабочими характеристиками таких детекторов являются:

— форма аппаратурного спектра моноэнергетического источника излучения, определяемая функцией $G(E, U)$, характеризующей взаимодействие излучения с веществом детектора [см. формулу (3.1)];

— амплитудное и временное разрешение;

— линейность амплитуд импульсов в зависимости от энергии заряженных частиц и γ -квантов;

— эффективность регистрации ионизирующих излучений;

— дозовая чувствительность.

Форма аппаратурного спектра. Заряженная частица, поглощаясь в сцинтилляторе, создает вспышку; амплитуда импульса на выходе ФЭУ пропорциональна поглощенной энергии [см. выражения (3.3) и (3.11)]. Так как процессы формирования импульса статистические, распределение амплитуд импульсов моноэнергетического источника α -частиц или электронов представляется в виде пиков полного поглощения (рис. 3.5, а), наклон крыльев которых зависит от энергетического разрешения счетчика (см. далее).

При регистрации γ -излучения функция $G(E, U)$ более сложная, чем для заряженных частиц. Распределение амплитуд импульсов

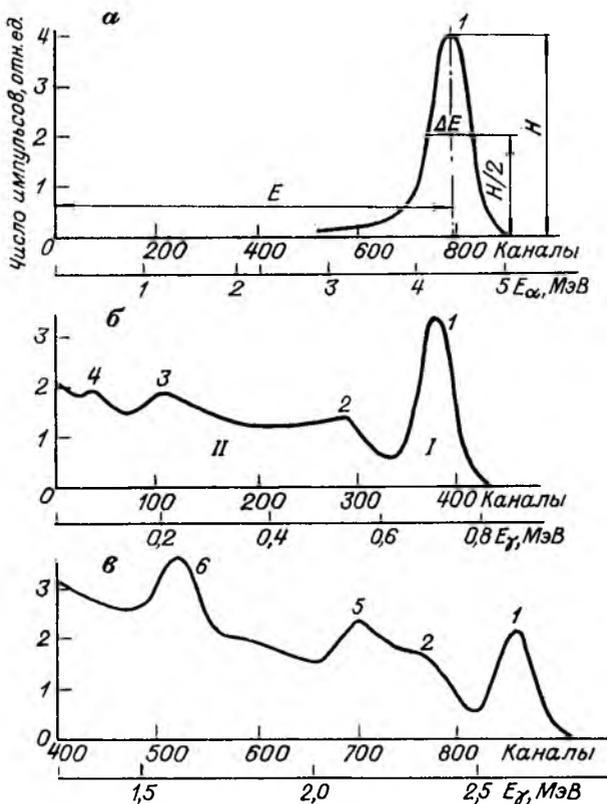


Рис. 3.5. Аппаратурные сцинтилляционные спектры моноэнергетических источников α -частиц (а) и γ -квантов энергией менее 1,02 МэВ (б) и более 1,02 МэВ (в). Анализатор импульсов АИ-1024.

зависит от энергетического распределения фотоэлектронов, комптоновских электронов и пар электрон—позитрон, образующихся при взаимодействии γ -квантов с веществом кристалла. Энергия фотоэлектронов и электронов, возникающих при поглощении характеристического излучения, сопровождающего фотоэффект (см. раздел 2.1), равна полной энергии E_γ . Поэтому спектр импульсов фотопоглощения имеет форму пика, аналогичного спектру моноэнергетического источника заряженных частиц (как на рис. 3.5, а).

Энергетический спектр комптоновских электронов изменяется от 0 до $E_{\beta \max}$ (МэВ) в зависимости от угла рассеяния γ -кванта, причем

$$E_{\beta \max} = E_\gamma^2 / (0,255 + E_\gamma). \quad (3.12)$$

В связи с этим аппаратурный спектр $G(E, U)$ моноэнергетического γ -излучения с энергией $E < 1,02$ МэВ представляет собой диаграмму (рис. 3.5, б), состоящую из пика полного поглощения I и комптоновского распределения II . Определенный вклад в пик I полной энергии вносит многократное комптоновское рассеяние, заканчивающееся фотопоглощением. В области комптоновского распределения аппаратурный спектр осложняется за счет квантов, обратно рассеянных стенками защиты кристалла и динодами ФЭУ (см. пик 3 на рис. 3.5, б), рентгеновского излучения защиты (пик 4), а также за счет краевого эффекта, связанного с частичным уходом из люминофора электронов и рентгеновских фотонов, образованных в его периферийной части. Нечеткий пик 2 соответствует переднему краю комптоновского распределения [см. формулу (3.12)].

На аппаратурный спектр квантов энергией $E_\gamma > 1,02$ МэВ (рис. 3.5, в) оказывают влияние образование пар электрон—позитрон и последующая аннигиляция позитрона. Появляются пики 1, 5, 6, эквивалентные энергиям E_γ , $E_\gamma - 0,51$ и $E_\gamma - 1,02$ МэВ. Пик 1 возникает тогда, когда в детекторе поглощаются пара электрон—позитрон энергией $E_{\text{п}} = E_\gamma - 1,02$ МэВ и два аннигиляционных γ -кванта энергией 0,511 МэВ каждый; пик 5 появляется, когда детектор покидает один аннигиляционный квант; пик 6 — при выходе из детектора двух аннигиляционных квантов.

Разрешение счетчика. Большинство величин в выражении (3.10) подвержены флуктуации. В связи с этим амплитуды импульсов на выходе счетчика оказываются разными даже при одинаковой энергии E_0 регистрируемых частиц. График распределения амплитуд импульсов в этом случае приобретает пикообразную форму (см. рис. 3.5, а), наклон его ветвей зависит от индивидуальных особенностей сцинтиллятора.

Для характеристики спектрометрических качеств детекторов введено понятие амплитудного разрешения ω (%). Значение ω находят по характерным точкам кривых распределения амплитуд импульсов или их энергетических эквивалентов (см. рис. 3.5, а):

$$\omega = 100\Delta E/E, \quad (3.13)$$

где ΔE — ширина пика на половине его высоты.

Полное амплитудное разрешение сцинтилляционного счетчика выражается через разрешения сцинтиллятора $\omega_{\text{сц}}$ и фотоумножителя $\omega_{\text{ф}}$:

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{сц}}^2 + \omega_{\text{ф}}^2}. \quad (3.14)$$

Если известно разрешение ω_0 для излучения энергией E_0 , то для излучения энергией E ориентировочно

$$\omega = \omega_0 \sqrt{E_0/E}. \quad (3.15)$$

Принято ω_0 указывать для излучения ^{137}Cs с энергией $E_0 = 0,662$ МэВ.

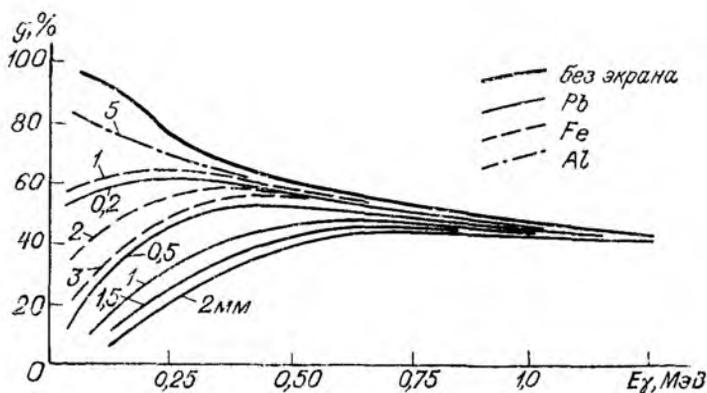


Рис. 3.6. Эффективность регистрации γ -квантов кристаллом NaI(Tl) 40×50 мм при разном экранировании детектора.

Статистическим флуктуациям Δ_t подвержен также интервал времени (задержка) между моментом прохождения частицы через люминофор и моментом появления импульса на выходе ФЭУ. Средние значения Δ_t для разных сцинтилляторов находятся в диапазоне $n \cdot 10^{-10}$ — $n \cdot 10^{-9}$ с.

Имеется понятие разрешающего времени счетчика τ . Это — минимальное время, за которое счетчик способен зарегистрировать две следующие друг за другом частицы отдельно; приблизительно $\tau = t_0$ [см. выражение (3.4) и табл. 3.1].

Линейность амплитудной характеристики. Для спектрометрических целей необходимо, чтобы зависимость между поглощенной энергией E_n и амплитудой импульса ΔU была линейной. Это условие в прозрачных кристаллах хорошо выполняется для β -частиц и γ -квантов ($E_\gamma > 200$ кэВ), но не всегда сохраняется для α -частиц. Искажение линейности амплитуд импульсов наблюдается при изменении температуры. Это связано с неодинаковым возрастанием коэффициента световой конверсии K и длин волн в спектре люминесценции по мере изменения температуры.

Эффективность регистрации излучения. Под эффективностью регистрации g понимают отношение числа зарегистрированных частиц или квантов к числу падающих на поверхность детектора. Значения g для α -частиц при фиксации их открытыми сцинтилляторами близки к 100 %. Экран толщиной d снижает эффективность g в $e^{\mu d}$ раз, где μ — коэффициент ослабления частиц в экране.

Эффективность регистрации γ -квантов сложно зависит от энергии γ -излучения, плотности ρ и номера $Z_{\text{эф}}$ люминофора и от экранирования детектора (рис. 3.6). При расположении γ -источника по оси цилиндрического сцинтиллятора высотой h

$$g \approx 1 - e^{-\mu_\gamma h}, \quad (3.16)$$

где μ_γ — коэффициент ослабления γ -излучения энергией E_γ в сцинтилляторе.

Зависимости $g(E_\gamma)$ при наличии железных и свинцовых экранов обычно находят экспериментально. Путем подбора различных экранов можно добиться подобия диаграмм $g(E_\gamma)$ для различных по размеру и составу сцинтилляторов. Если сцинтиллятор находится в экране толщиной d_3 , то ориентировочно для экранов небольшой толщины

$$g_3 = (1 - e^{-\mu_\gamma h}) e^{-\mu_3 d_3}, \quad (3.17)$$

где μ_3 — эффективный коэффициент ослабления излучения в экране.

Дозовая чувствительность. Этот параметр (η) используют для выражения счетных качеств детекторов любого типа, работающих в режиме интегрального счета. Он характеризует среднюю частоту импульсов на единицу мощности экспозиционной дозы стандартного радиевого источника в эквивалентном экране 0,5 мм Pt. Как следует из равенств (3.17), (3.34) и (3.35), дозовая чувствительность (имп/с на 1пА/кг)

$$\eta = 3,7 \cdot 10^{10} S \sum_{i=1}^m c_i g_i e^{-\mu_i d_3} / (4\pi R^2 I_{D,R}), \quad (3.18)$$

где S — площадь детектора, см², в сечении, перпендикулярном к потоку γ -квантов; c_i — число квантов на распад в спектре Ra с числом γ -линий m (см. табл. 1.3); g_i — эффективность регистрации квантов энергией E_i ; μ_i — коэффициент ослабления γ -излучения в экране толщиной d_3 ; $I_{D,R}$ — мощность дозы γ -излучения, пА/кг, равновесного Ra массой 1 г в экране 0,5 мм Pt на расстоянии R , см, от источника.

3.3. Типы сцинтилляторов и фотоумножителей

В счетных приборах используют неорганические и органические кристаллы, пластмассы, жидкие и газовые сцинтилляторы.

Из неорганических люминофоров наибольшим распространением пользуются иодистые соединения щелочных металлов, активированные Tl, Eu, Na, Sn (табл. 3.1). Также применяются сульфиды Cd и Zn, активированные Cu и Ag, реже вольфраматы Ca и Cd. Перспективны германат Bi и фторид Ba. Из органических кристаллических люминофоров наиболее распространены антрацен C₁₄H₁₀, стильбен C₁₄H₁₂, нафталин C₁₀H₈.

Пластмассовые и жидкие сцинтилляторы являются твердыми или жидкими растворами органических сцинтиллирующих веществ типа *p*- или *n*-терфенила в ксилоле, полистироле или поливинилтолуоле и других прозрачных пластмассах, в которые добавляют вещества — сместители спектра люминесценции (РОРОР, ВВО, α NPO и др.), увеличивающие световой выход сцинтилляций. Для

Т а б л и ц а 3.1. Типы сцинтилляторов и их основные характеристики

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Атомный номер Zэф	Длина волны λ _{max} спектра люминесценции, нм	Коэффициент световой конверсии K, %	Время высвечивания t ₀ , нс	Примечание
Кристаллы неорганические						
NaI(Tl)	3,67	50	410	8—13	250	Гигроскопичен
CsI(Tl)	4,51	54	560	6	800	Негигроскопичен
CsI(Na)	4,51	54	415	10	400	»
LiI(Eu)	4,06	52	440	5	1400	Гигроскопичен
ZnS(Ag)	4,09	27	450	10	3000	Мелкие кристаллы
BaF ₂	4,88	46	—	—	50	Негигроскопичен
CaF ₂ (Eu)	3,18	16	435	6	200	»
CdWO ₄	7,90	61	530	10	1000	»
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	7,30	74	480	—	350	»
Кристаллы органические						
Антрацен	1,25	5,8	445	4	30	Разлагается на свету
Стильбен	1,16	5,7	410	2,4	4—8	Большие кристаллы
<i>n</i> -Терфенил	1,23	5,8	400	2,8	4—5	Прочные кристаллы
Нафталин	1,15	5,8	345	1	90	Большие кристаллы
Жидкие органические						
<i>n</i> -Терфенил в ксилоле	0,9	5,8	400	2	2	
2,5-Дифенил-оксозол (PPO) в ксилоле	0,9	5,8	380	1,6	2—3	
Пластмассовые органические						
<i>n</i> -Терфенил 2 % в полистироле	1,0	6	355	1	1,7	
<i>n</i> -Терфенил 2 % + РОРОР 0,02 % в полистироле	1,0	6	440	2	2	

регистрации медленных и тепловых нейтронов могут использоваться сцинтиллирующие стекла с добавкой Li и В. Стекла с добавками Се, Тl, Eu, Си, Рb для регистрации γ-излучения имеют хорошие параметры, но пока не получили достаточного распространения из-за малого светового выхода.

Главные требования к люминофорам γ-излучения — высокая плотность вещества, большой атомный номер, значительные размеры, приближающиеся к средней длине *l* пробега γ-квантов, хо-

рошее энергетическое разрешение. Первым двум требованиям лучше всего удовлетворяют кристаллы иодистых соединений Na, Cs, Li. Их энергетическое разрешение 8—10 %, сцинтиллятора и ФЭУ — 10—14 %. Важное значение приобретает германат $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ благодаря большой плотности и высокому Z . Для кристаллов $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ размером 40×40 мм эффективность регистрации γ -квантов энергией 2,61 МэВ в 6 раз выше, чем для кристалла NaI (Tl) такого же размера.

В полевой радиометрии ведущую роль играет сцинтиллятор NaI (Tl). Его изготавливают в виде цилиндров диаметром и высотой от 10 до 200 мм или в виде брусков разных размеров. Однако этот люминофор при ударах дает трещины, а впитывая влагу, мутнеет. Поэтому вместо него начинают широко использовать негигроскопичные кристаллы CsI (Tl) и CsI (Na).

Регистрацию α -излучения проводят люминофорами толщиной 3—5 мг/см², практически не регистрирующими β - и γ -излучение. Наибольшее распространение в интегральных α -счетчиках имеют сцинтилляторы ZnS (Ag) и ZnS (Cu), которые наносят на детектирующую поверхность в виде мелкокристаллического порошка; для спектрометрических целей используют CsI (Tl) или $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ в виде тонких пластинок.

Бета-излучение регистрируют главным образом неорганическими и органическими кристаллами и пластмассовыми люминофорами толщиной 0,1—0,2 г/см², имеющими эффективность регистрации β -частиц близкую к 100 % и малочувствительными к γ -излучению из-за незначительной толщины сцинтиллирующего слоя.

Тепловые и медленные нейтроны чаще всего регистрируют люминофорами, содержащими Li и B, по α -излучению, возникающему в реакции ${}^6_3\text{Li} (n, \alpha) {}^3_3\text{Li}$. Быстрые нейтроны детектируют по протонам отдачи люминофорами, содержащими большое количество атомов водорода и интенсивно замедляющими нейтроны до тепловых, или люминофорами для медленных нейтронов, экранированными защитой из водородсодержащих материалов.

В сцинтилляционных счетчиках используют ФЭУ со сложными фотокатодами: Sb—Cs, Sb—K—Cs, Bi—Ag—Cs, обладающими высокой чувствительностью в области видимого света и в прилегающих к ней ультрафиолетовом и инфракрасном участках. Диаметр фотокатода — от 10 до 150—200 мм. Диноды ФЭУ по форме разделяются на коробчатые, корытообразные и жалюзийные, число их 10—14. Напряжение питания ФЭУ 600—2000 В.

Оптический контакт между ФЭУ и сцинтиллятором создают с помощью силиконового или вазелинового масел, вазелина КВ-3, кремнийорганических жидкостей типа СКТН. Используют также неразборные сцинтиблоки: сцинтиллятор без контейнера приклеивают к стеклу ФЭУ и вместе с ним упаковывают в общий кожух. Фотоумножитель сцинтиблока защищают магнитным экраном от воздействия внешнего магнитного поля.

3.4. Ионизационные газонаполненные детекторы и их рабочие характеристики

Ионизационные детекторы излучения основаны на регистрации заряда или тока, создаваемого заряженными частицами или γ -квантами при прохождении их через газовую полость заряженного конденсатора (рис. 3.7, а).

Как показано в разделе 2.1, на пути следования ионизирующей частицы энергией E образуются электроны, положительные и отрицательные ионы и фотоны электромагнитного излучения в видимой и близкой к ней области спектра. Число образовавшихся пар первичных ионов

$$n = E/\varepsilon, \quad (3.19)$$

где ε — энергия ионообразования, эВ/пара ионов.

Под влиянием внешнего электрического поля первичные электроны и ионы перемещаются к противоположно заряженным полюсам со скоростью (см/с)

$$v = bQ/p, \quad (3.20)$$

где Q — напряженность поля, В/см; b — подвижность, равная $1-8 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для ионов и $10^3-10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для электронов; p — давление газа.

При некотором пороговом значении разности потенциалов $U_{\text{п}}$ заряженного конденсатора первичные электроны и ионы приобретают возможность ионизировать молекулы газа ударом. Возникает явление газового усиления заряда, переносимого первичными электронами и ионами, которое сопровождается увеличением сигнала на выходе ионизационного детектора. Коэффициент газового усиления A , равный отношению суммарного числа первичных ионов и образованных в результате ударной ионизации вторичных ионов к числу первичных ионов, сложным образом изменяется в зависимости от разности потенциалов конденсатора U . Значения A могут достигать 10^8-10^9 .

На вольтамперной характеристике газовых детекторов выделяется 6 областей (рис. 3.7, б). В режиме области II, называемой областью насыщения, работают ионизационные камеры, в режиме области III — пропорциональные счетчики, области V — счетчики с самостоятельным разрядом, называемые счетчиками Гейгера.

Ионизационные камеры. В режиме работы ионизационных камер практически все первичные электроны и ионы доходят до соответствующих электродов конденсатора. Коэффициент газового усиления $A = 1$. В зависимости от конструкции камер регистрируются как отдельные частицы и γ -кванты, так и поток их. Детекторы первого типа называются импульсными камерами, второго типа — интегральными камерами.

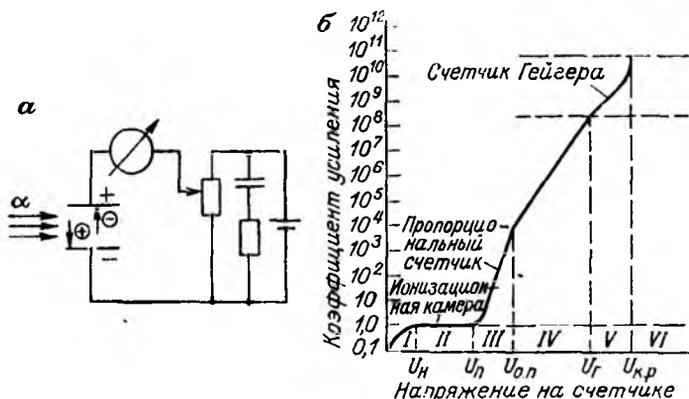


Рис. 3.7. Схема включения (а) и вольтамперная характеристика (б) ионизационных газонаполненных детекторов.

Области вольтамперной характеристики: I — действия закона Ома, II — насыщения, III — пропорционального счета, IV — ограниченной пропорциональности, V — Гейгера, VI — коронного разряда.

Амплитуда импульса (В) при полном использовании энергии частицы E (эВ) в импульсной камере емкостью C (Ф)

$$\Delta U = Ee/(\epsilon C), \quad (3.21)$$

где e — заряд электрона или иона, Кл.

Аппаратурный спектр моноэнергетических α -источников формируется в виде пиков полного поглощения (см. рис. 3.5, а). Амплитудное разрешение (%) для α -частиц энергией E (МэВ)

$$\omega \approx 1,4/\sqrt{E}. \quad (3.22)$$

Импульсные камеры используют в спектрометрах α -излучения, в частности, при исследовании изотопных отношений $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$; $^{232}\text{Th}/^{230}\text{Th}$; $^{226}\text{Ra}/^{224}\text{Ra}$ и др. (см. раздел 4.3).

Интегральные камеры в сочетании с электрометрическими приборами применяются для измерения средней скорости ионизации газа. На собирающем электроде камеры (см. рис. 3.7, а) за время Δt накапливается заряд ΔQ , который приводит к изменению разности потенциалов ΔU между электродами камеры и к изменению показаний на шкале электрометра на Δn , дел. Ионизационный ток

$$I = \Delta Q/\Delta t = kN, \quad (3.23)$$

где k — коэффициент пропорциональности; N — скорость перемещения индикатора (дел/с) при методе скорости или приращение показаний электрометра (дел) при методе постоянного отклонения.

Значение I при изучении радиоактивности горных пород и руд составляет 10^{-16} — 10^{-12} А. Для измерения столь низких значений I используют высокочувствительные электрометры и радиотехниче-

ские схемы, включающие усилители постоянного тока и регистрирующие устройства.

Различают α -, β -, γ -камеры. В α -камерах препарат или газообразная эманация вводится внутрь ее. В β -камерах препарат помещают перед фольговым экраном толщиной около 50 мг/см^2 , задерживающим α -частицы. В γ -камерах происходит внешнее облучение, а ионизация газа внутри камеры создается электронами, которые вырываются γ -квантами из стенок камеры (см. раздел 2.1).

Интегральные α -камеры применяют в полевых эманометрах, γ -камеры — в дозиметрах (в варианте воздушно-эквивалентных камер, стенки которых изготовлены из вещества с атомным номером, близким к Z воздуха).

Пропорциональные счетчики. Создаваемые заряженной частицей первичные ионы и электроны, направляясь к нити счетчика, ударом ионизируют молекулы газа, создавая усиление ионизации в A раз. Амплитуда импульса при полном расходовании энергии E заряженной частицы в газовом пространстве счетчика

$$\Delta U = A E e / (\epsilon C). \quad (3.24)$$

Значение A достигает 10^2 — 10^4 ; во столько раз возрастает амплитуда импульса в пропорциональном счетчике по сравнению с импульсной ионизационной камерой.

Формирование импульсов при регистрации рентгеновского или γ -излучения в основном связано с эмиссией внутрь счетчика электронов энергией E , образующихся в результате взаимодействия электромагнитного излучения с веществом окна или стенок счетчика.

В зависимости от газонаполнителя различают аргоновые, неоновые, криптоновые, ксеноновые счетчики, как герметичные, так и проточные. В целях улучшения их счетной характеристики к основному газу-наполнителю добавляют многоатомный газ (метан, пары спиртов и т. п.) с низким потенциалом ионизации. Общее давление газов в счетчике обычно 10^3 — 10^4 Па, в отдельных случаях — до 10^5 Па и выше.

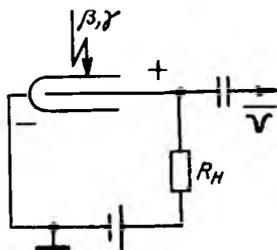
Детекторы тяжелых частиц и низкоэнергетического рентгеновского излучения снабжают фольговыми окошками, обычно изготовленными из бериллия толщиной 0,1—0,3 мм, в проточных счетчиках — из тонких органических пленок. Счетчики нейтронов покрывают водородсодержащим материалом, бором и другими веществами, интенсивно замедляющими или поглощающими нейтроны, или заполняют борсодержащим газом BF_3 .

Как следует из равенства (3.24), пропорциональный счетчик является спектрометрическим детектором. Его основное применение — спектрометрия рентгеновского излучения в области энергий 0,5—25 кэВ.

Энергетическое разрешение (%) пропорциональных счетчиков при регистрации фотонов энергией E (кэВ)

$$\omega \approx 50/\sqrt{E}. \quad (3.25)$$

Рис. 3.8. Схема включения счетчика Гейгера.



Улучшается энергетическое разрешение оптимальным подбором газа-наполнителя (Ag—Ne, Ag—Xe, Ag—C₄H₁₀), соблюдением постоянного и равномерного внутри счетчика электрического поля, отсутствием неровностей на поверхности нити. Средняя эффективность регистрации фотонов энергией 5—20 кэВ обычными криптоновыми счетчиками составляет 20—50 %. Предъявляются высокие требования к стабильности питающего напряжения счетчика и к компенсации температурных влияний.

Счетчики с самостоятельным разрядом (счетчики Гейгера). Область ударной ионизации в счетчиках Гейгера (рис. 3.8) распро-

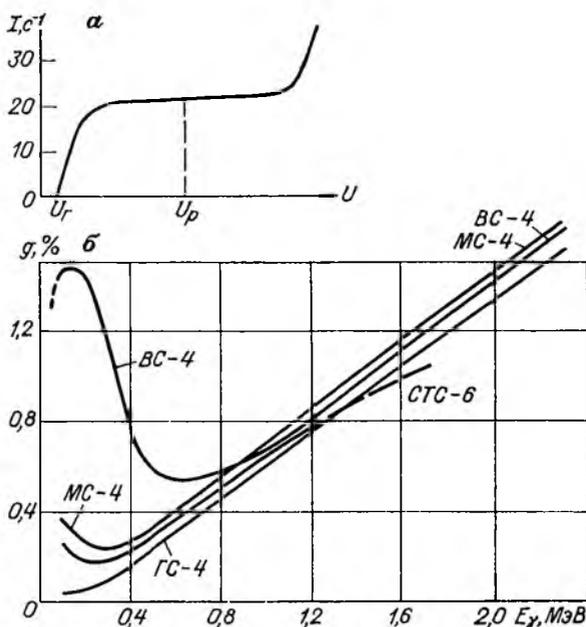


Рис. 3.9. Счетная характеристика (а) и спектральная эффективность (б) регистрации γ -квантов счетчиками Гейгера.

Катоды счетчика: ГС — графитовый, МС — медный, СТС — стальная, ВС — вольфрамовый.

странена на весь объем газовой камеры; коэффициент газового усиления в них достигает 10^8 — 10^9 . При попадании ионизирующей частицы внутрь счетчика происходят ионизация и возбуждение молекул газа, завершающиеся газовым лавинным разрядом. Однако при заполнении счетчиков Гейгера одноатомным газом разряд не завершается одной лавиной. Он поддерживается во времени за счет вторичной эмиссии электронов с катода, возникающих при воздействии на катод фотонов ультрафиолетового излучения и облака положительных ионов, образующихся в лавинном разряде. Добавляя к одноатомному инертному газу-наполнителю (Ar) многоатомные органические соединения или галогенные газы, добиваются того, что разряд в основном развивается вблизи нити и заканчивается одной лавиной. Такие счетчики называются самогасящимися.

Счетчики Гейгера являются неспектрометрическими. Амплитуда импульса (В) в этих счетчиках при любой энергии регистрируемого излучения

$$\Delta U = (U_p - U_r) C_{сч}/C_э, \quad (3.26)$$

где U_p и U_r — рабочее напряжение счетчика и напряжение начала области Гейгера (рис. 3.9, а); $C_{сч}$ и $C_э$ — электроемкость счетчика и эквивалентная емкость схемы.

В лабораторной и полевой радиометрической аппаратуре находят применение торцовые и цилиндрические α - и β -счетчики и цилиндрические γ -счетчики серий ГС, СИ, СТС, МС, ВС, имеющих соответственно графитовый, нихромовый, стальной, медный и вольфрамовый катоды.

Чтобы увеличить регистрируемые скорости счета импульсов, используют схемы параллельного включения счетчиков; для отбора частиц или квантов, одновременно создающих разряд в счетчике, применяют схемы совпадений, для избирательного выделения частиц или квантов — схемы антисовпадений.

К числу рабочих характеристик счетчиков Гейгера (табл. 3.2), учитываемых при их эксплуатации, относятся следующие: 1) напряжение начала счета; 2) ширина и наклон плато и рабочее напряжение; 3) эффективность регистрации излучения; 4) стабильность работы во времени; 5) амплитуда импульсов; 6) мертвое время и время восстановления рабочего режима; 7) температурный коэффициент.

Низкое напряжение начала счета, соответствующее началу области Гейгера (см. рис. 3.7, б), обеспечивается заполнением счетчиков инертными газами при давлении 10^3 — 10^4 Па и галогенной газящей добавкой.

Плато счетной характеристики (см. рис. 3.9, а) достигает 80—200 В, наклон — от 2—3 до 10—12 % на каждые 100 В. Рабочее напряжение счетчика U_p выбирают в середине плато или в конце первой трети его.

Т а б л и ц а 3.2. Характеристики некоторых типов газоразрядных счетчиков

Серия счетчика	Катод			Толщина стенки, мг/см ²	Напряжение начала счета U _г , В	Наименьшая ширина плато, В	Наибольший наклон плато на 100 В, %	Продолжительность жизни, имп
	Материал	Диаметр, мм	Длина, мм					
β-счетчики								
СТС-5	Сталь	12	112	45	300	80	12	10 ⁹
СТС-6	»	22	200	45	300	80	12	10 ⁹
γ-счетчики								
СТС-8	Сталь	23	160	300	320	80	12	10 ⁹
СИ-19Г	Нихром	11	90	—	300	100	12	10 ¹⁰
СИ-22Г	»	19	215	—	320	100	12	10 ¹⁰

Эффективность регистрации β-частиц уранового ряда в счетчике СТС-6 с толщиной стенки 45 мг/см² составляет около 20 %. Эффективность регистрации γ-излучения сложным образом зависит от энергии квантов E_γ (рис. 3.9, б), так как γ-излучение детектируется электронами разной энергии, вырываемыми с катода счетчика в результате фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар электрон—позитрон. Амплитуда импульса возрастает с увеличением перенапряжения U_п = U_р — U_г [см. формулу (3.26)] и достигает обычно первых десятков вольт.

Продолжительность мертвого времени t_м, в течение которого после разряда счетчик не способен зарегистрировать проходящую частицу или γ-квант, составляет (1 ÷ 2) · 10⁻⁴ с, время восстановления рабочего режима t_в ≈ 2 t_м.

Газоленные счетчики не изменяют существенно своей характеристики в диапазоне температур от — 40 до + 50 °С. Для детекторов с тяжелой гасящей добавкой при t ≤ 0 °С сокращается ширина плато, увеличивается его наклон, снижается напряжение начала счета.

3.5. Ионизационные твердотельные детекторы.

Типы полупроводниковых счетчиков

К детекторам этого типа относятся кристаллические и полупроводниковые счетчики (см. рис. 3.1). Они являются аналогами импульсных ионизационных камер, но, в отличие от последних, сигнал в них формируется в твердом веществе синхронно с прохождением ионизирующей частицы.

Из двух указанных типов твердотельных детекторов широкое применение имеют лишь полупроводниковые (ППД). Кристаллические детекторы (на основе кристаллов CdS, AgCl, алмазов, смешанных кристаллов LiB—AgCl) не получили развития из-за явления поляризации, сопровождаемого изменением амплитуды сигнала во времени.

Полупроводниковые счетчики. Отличаются хорошим амплитудным разрешением, высокой эффективностью регистрации γ -излучения, компактностью, экономичностью питания, нечувствительностью к магнитному полю. Недостатками значительной части ППД являются сравнительно небольшие размеры кристаллов и необходимость эксплутации и хранения при низких температурах.

П р и н ц и п д е й с т в и я. Основу ППД (рис. 3.10) составляет кристалл высокоомного полупроводника (Si, Ge), в котором тем или иным способом достигается наличие p — n -перехода.

Наружные электроны атомов полупроводников устойчиво связаны с ядрами. Чтобы привести их в свободное состояние, необходимо сообщить им энергию, равную ширине запрещенной зоны ΔW (от 0,1 до 2,1 эВ) в энергетическом спектре полупроводника. Однако электропроводность полупроводников резко меняется при введении в их кристаллическую решетку элементов-примесей с большим или меньшим числом валентных электронов, чем у основного вещества. Примеси с более высокой валентностью — доноры — поставляют в зону проводимости электроны. Такие полупроводники называют электронными или полупроводниками n -типа (negativus). Примеси с меньшей валентностью — акцепторы — приводят к образованию носителей положительных зарядов — дырок. Полупроводники с акцепторной примесью называются дырочными или полупроводниками p -типа (positivus). Так, добавление пятивалентного фосфора или мышьяка к Si делает его кремнием n -типа, добавление V^{3+} или Li^+ — кремнием p -типа.

Если полупроводники p - и n -типов привести в полное соприкосновение, то на границе их возникает контактное электрическое поле напряжением U_0 около 0,7 В для Si и около 0,3 В для Ge, которое удаляет электроны и дырки от границы раздела. Подобная ситуация может быть создана на одной заготовке полупроводникового материала. В области p — n -перехода возникает высокоомный слой d небольшой толщины, обедненный носителями зарядов. Внешнее электрическое поле напряжением U , подключенное, как показано на рис. 3.10, расширяет обедненный слой. Ширина его

$$d = \sqrt{A \cdot 10^{-9} \rho (U + U_0)}, \quad (3.27)$$

где A — постоянная, равная 1,0 для p -Si и 2,5 для n -Si; ρ — удельное сопротивление исходного полупроводника.

Обедненный слой p — n -перехода — основная рабочая и чувствительная область ППД. В ней происходит преобразование энергии E регистрируемого излучения в электрический сигнал.

Амплитуда импульса ΔU (В) имеет значение

$$\Delta U = E \kappa e / [\epsilon_n (C_1 + C_2)], \quad (3.28)$$

где ϵ_n — энергия образования пары электрон—дырка; κ — эффективность собирания заряда в полупроводнике; C_1 и C_2 — емкость перехода и входная емкость схемы, Ф.

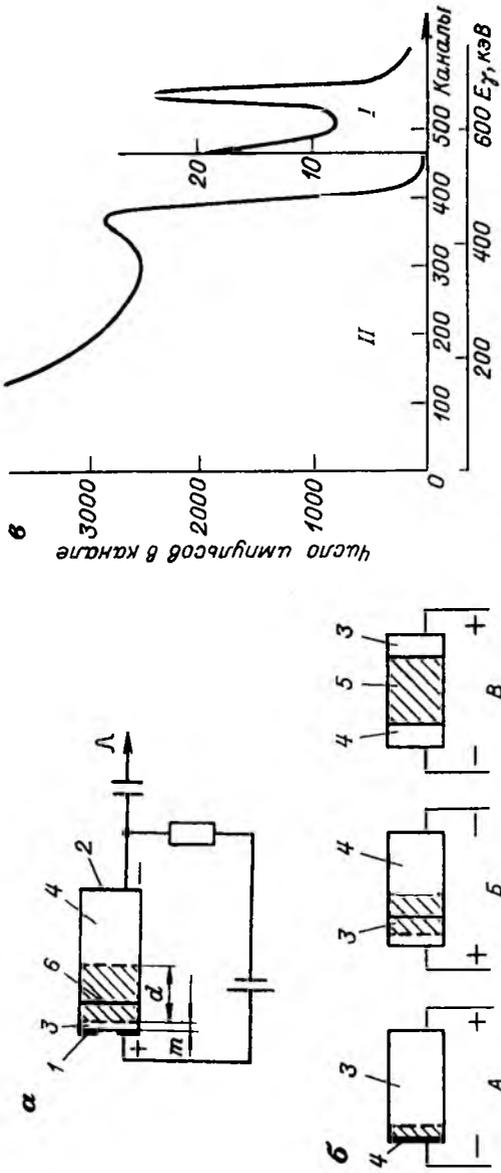


Рис. 3.10. Схема включения полупроводникового детектора (а), типы ППД (б) и аппаратурный спектр мюноэнергетического источника ^{137}Cs (б).

1, 2 — электроды; 3 — кремний n-типа; 4 — кремний p-типа; 5 — кремний i-типа; 6 — граница раздела областей. d — чувствительный слой; m — экранирующее окно. Типы ППД: А — поверхность-барьерный, Б — диффузионный, В — диффузионно-дрейфовый с $p-i-n$ -структурой, Г — фотодаст; И — комптоновское распределение.

Т а б л и ц а 3.3. Некоторые спектрометрические характеристики ППД

ППД	Z	Плотность, г/см ³	Ширина запрещенной зоны, эВ	Энергия ионообразования, эВ, при <i>t</i> , °С		Подвижность, см ² /(В·с)			
						Электроны, при <i>t</i> , °С		Дырки, при <i>t</i> , °С	
				27	—196	27	—196	27	—196
Si	14	2,33	1,12	3,61	3,76	1 350	4·10 ⁴	480	1,8·10 ⁴
Ge	32	5,32	0,65	—	2,98	3 900	3,6·10 ⁴	1900	4,2·10 ⁴
CdTe	50	6,06	1,47	4,43	—	1 050	—	80	—
HgI ₂	67	6,48	2,13	4,22	—	120	—	5	—
GaAs	31	5,52	1,43	4,20	—	11 000	—	500	—

Регистрация излучения улучшается при отсутствии примесей в кристалле, а также в условиях низких температур, так как при этом резко возрастает подвижность носителей зарядов в полупроводнике (табл. 3.3), уменьшается вероятность их захвата и увеличивается ρ полупроводника. Именно поэтому для многих ППД требуется охлаждение жидким азотом.

Чем шире чувствительный слой *d*, тем лучше спектрометрические качества ППД, особенно при регистрации γ -излучения. Однако на простых *p*—*n*-переходах удается получить толщину чувствительного слоя не более 2—3 мм. Поэтому для спектрометрии проникающего излучения используют ППД с *p*—*i*—*n*-структурой, в которых центральная часть полупроводниковой пластинки представляет собой чистый полупроводник *i*-типа без примесей или полупроводник, в котором проводящее действие примесей компенсируется. Значение *d* для таких типов ППД достигает 10—20 мм, воспринимающая поверхность — 12—16 см² и более.

Типы ППД и их рабочие характеристики. По технологии приготвления и ширине чувствительного слоя выделяются 4 типа ППД: 1) поверхностно-барьерные, 2) диффузионные, 3) диффузионно-дрейфовые, 4) радиационные.

Детекторы поверхностно-барьерного типа (рис. 3.10, б, А) изготавливают из *n*-Si окислением протравленной поверхности. На образующийся *p*-слой напыляют тонкий слой Au ($3 \cdot 10^{-6}$ см), являющийся электродом. Чувствительный слой *d* для них равен $(2 \div 5) \cdot 10^{-2}$ см. Эти детекторы применяют для спектрометрии тяжелых заряженных частиц, в том числе α -частиц, без специального охлаждения кристалла.

Диффузионные ППД (рис. 3.10, б, Б) получают методом диффузии в тонкий поверхностный слой *p*-Si пентавалентного фосфора. Эти детекторы также работают без охлаждения и имеют такой же, как в предыдущем случае, слой *d*.

Диффузионно-дрейфовые ППД с $p-i-n$ -структурой (рис. 3.10, б, в) изготавливают внедрением Li в Ge или в Si. Кремниевые детекторы такого типа имеют ширину чувствительной области до 1 см, могут работать без охлаждения; они применяются для регистрации α -частиц и электронов. Германий-литиевые детекторы с $p-i-n$ -переходом имеют широкое распространение в γ -спектрометрии. Их объем может достигать 100 см³ и более. Но они должны работать и храниться при температуре жидкого азота.

Получают широкое распространение в γ -спектрометрии ППД большого объема из особо чистого Ge. Их достоинство — возможность хранения без охлаждения. Имеются ППД этого типа радиусом 3 см и высотой до 7 см и более.

Радиационные $p-i-n$ -детекторы получают облучением Ge коротковолновым γ -излучением. Образующиеся радиационные дефекты играют роль акцепторных примесей. Дефекты устойчивы до 40 °С. По качеству эти детекторы хуже диффузионно-дрейфовых: толщина чувствительной области не более 0,2—0,3 см, собственный шум в 2 раза выше, энергетическое разрешение заметно хуже. Но, в отличие от диффузионно-дрейфовых, радиационные ППД можно хранить при комнатной температуре.

По геометрии чувствительной области имеются ППД: планарные (плоские), коаксиальные, сферические, с колодцем, с двумя чувствительными областями.

Необходимость глубокого охлаждения Si- и Ge-детекторов в спектрометрах рентгеновского и γ -излучения стимулирует внедрение неохлаждаемых ППД, к каким в первую очередь относятся HgI₂, CdTe, GaAs (см. табл. 3.3). Особого внимания заслуживают первые два, годные для спектрометрии как рентгеновского, так и γ -излучения. Энергетическое разрешение ППД с кристаллом HgI₂ составляет 0,295 кэВ для линии 5,9 кэВ и 3,5 кэВ для линии 122 кэВ. Особый интерес неохлаждаемые ППД вызывают при создании каротажных скважинных приборов малого диаметра.

Форма аппаратурного γ -спектра моноэнергетического источника для ППД (рис. 3.10, в) в общих чертах аналогична форме сцинтилляционного спектра (см. рис. 3.5), но в спектре ППД наблюдается острый фотопик и сравнительно невелика фоточасть [см. выражение (3.31)]. Причинами этого являются относительно небольшие размеры ППД, их хорошее амплитудное разрешение и более низкое сечение фотопоглощения по сравнению со свойственным многим неорганическим сцинтилляторам.

Эффективность регистрации g для α - и β -частиц при правильном выборе типа и размера ППД близка к 100 %. Графики $g(E)$ для γ - и рентгеновского излучения по форме близки к подобным кривым сцинтилляторов (см. рис. 3.6), но по абсолютным значениям $g_{\text{ппд}} < g_{\text{сц}}$ из-за сравнительно малой толщины чувствительного слоя d .

В спектрометрической аппаратуре на ППД находят применение готовые блоки детектирования: типа БДРК-1-25, БДЭР-1 для рентгеновского излучения, ДГР-3-1, ДТК-1 (CdTe), ИФП-СОАН (HgI₂) для рентгеновского и γ -излучения.

3.6. Трековые детекторы

К классу трековых детекторов относятся камеры Вильсона, пузырьковые и искровые камеры, фотоэмульсии и твердотельные диэлектрики. В радиометрической разведке применяют лишь твердотельные диэлектрики для детектирования радиоактивных эманацій в подпочвенном воздухе по α -излучению (см. главу 15). На пути следования α -частицы в веществе диэлектрика образуются узкие зоны повреждения, называемые треками, в которых атомы смещаются со своих мест. Длина треков $(1 \div 10) \cdot 10^{-6}$ см, диаметр около 10^{-6} см. Избирательным химическим травлением диэлектрика удается расширить треки до размеров, достаточных для их выявления с помощью обычных оптических микроскопов.

Для счета заряженных частиц используют неорганические и органические диэлектрики. Представителями неорганических являются кварц, слюда, органических — нитратцеллюлоза (C₆H₈O₉N₂), полипропилен (CH₂), иономерный полиэтилен (C₁₁H₄O₄N₂) и др. Весьма чувствительным материалом является C₆H₈O₉N₂.

Процесс образования трека в неорганических диэлектриках объясняется моделью ионно-взрывного пика [1]. Предполагается, что вдоль следа α -частицы образуется зона ионизированных атомов, которые, отталкиваясь, создают повреждение диэлектрика. В органических диэлектриках решающим в образовании трека является разрыв молекулярных цепочек. Цилиндрические зоны вдоль трека частицы становятся химически более активными и хорошо поддаются травлению. В высокомолекулярных полимерах диаметр протравленного трека достигает $5 \cdot 10^{-10}$ см, протравленного — $2 \cdot 10^{-3}$ см (20 мкм).

В трековой модификации эманационной съемки в качестве детектора широко используют нитратцеллюлозу.

Плотность треков определяют путем сканирования лунок по площади детектора, искрового счета, измерения электрической проводимости, измерения интенсивности света, рассеянного треками или проходящего через треки в непрозрачном веществе, а также с помощью автоматизированных микроскопов или визуально с помощью обычного микроскопа.

3.7. Структурная схема радиометрической аппаратуры

В радиометрической разведке применяют два класса приборов: радиометры и спектрометры. Радиометры служат для регистрации интегральных параметров поля ионизирующих излучений (см.

табл. 2.7), спектрометры — для изучения распределения частиц или квантов по энергиям.

Типовая структурная схема радиометра приведена на рис. 3.11, а. Первым узлом его является блок детектирования, состоящий из одного или нескольких детекторов ионизирующих излучений и согласующего электронного устройства. Электрические сигналы детекторов усиливают с помощью линейных усилителей до уровня, достаточного для работы последующих узлов схемы, и подвергают отбору по заданному признаку. В приборах для радиометрической разведки наибольшее распространение имеют устройства анализа сигналов по амплитуде — амплитудные дискриминаторы, пороговые и дифференциальные.

Пороговые дискриминаторы применяют в первую очередь для отбора сигналов с амплитудой, превышающей шумов ФЭУ. Дифференциальные дискриминаторы, с окном или цифровые, используют в приборах с детекторами спектрометрического типа (сцинтилляционные и пропорциональные газонаполненные счетчики, импульсные ионизационные камеры, ППД). Они служат для выделения сигналов в локальной области энергии излучения. Дискриминаторы с окном состоят из двух пороговых дискриминаторов, уровни срабатывания которых соответствуют границам исследуемого интервала энергий. Из всей последовательности сигналов отбираются те, амплитуды которых заключены между границами окна. В основу работы цифрового дискриминатора положен принцип квантования сигналов путем преобразования их амплитуд в цифровой код.

С устройств отбора сигналы поступают на устройства преобразования потока импульсов, включающие накопители сигналов и измерители средней частоты (ИСЧ), а в приборах спектрометрического типа — счетно-решающие устройства, позволяющие вычислять содержание радионуклидов в горных породах. Назначение первых — снижение статистической погрешности регистрации случайно распределенных сигналов, вторых — обеспечение наглядности вывода данных и уменьшение операций по обработке итоговой информации.

Вывод данных осуществляют с помощью стрелочных и цифровых индикаторов, электромеханических счетчиков, аналоговых самописцев, промежуточных носителей информации (магнитная и перфолента, электронные ячейки памяти), обеспечивающих ввод данных в ЭВМ. В сложных приборах указанные способы вывода информации комбинируются.

Радиометрические приборы содержат также узлы питания измерительных цепей и детектора, узлы контроля, управления, программных устройств. Спектрометры, кроме того, имеют системы стабилизации масштаба энергетической шкалы.

Новые поколения приборов создаются по принципу цифровых быстродействующих автоматизированных измерительно-вычисли-

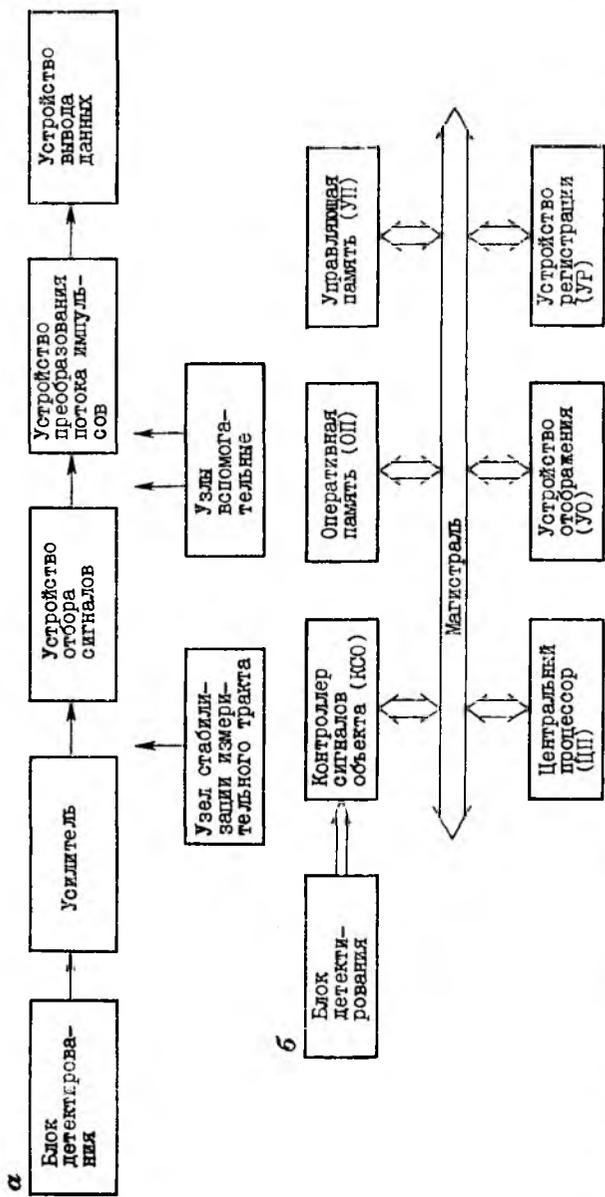


Рис. 3.11. Типовые структурные схемы полевого радиометра (а) и измерительно-вычислительной системы нового поколения радиометрической аппаратуры (б).

тельных систем, в которых выполняются и сбор измерительной информации и обработка данных. Связующим звеном между ними служат устройства регистрации, работающие как в составе измерительных систем, так и в составе вычислительных комплексов [13].

В структурную схему приборов нового поколения (рис. 3.11, б) включены детектирующий блок; контроллер сигналов, выполняющий функцию обмена информацией между измерительной частью и магистралью; устройства управляющей и оперативной памяти, предназначенные для хранения и выдачи микрокоманд, для записи, хранения и считывания данных; устройства отображения (стрелочные и перописуемые приборы, цифровые табло, шкальные, матричные и другие индикаторы, дисплеи) и устройства регистрации, предназначенные для записи результатов измерений и вычислений на носителях информации (накопители на больших интегральных схемах, магнитных лентах и дисках, перфораторы, алфавитно-цифровые печатающие устройства).

Главным звеном в этой аппаратуре является малогабаритный центральный процессор, предназначенный для обработки цифровой информации. В его состав входят: а) арифметико-логическое устройство, реализующее сложение, вычитание, инверсии, логические функции «И», «или», «исключающее или» и т. п.; б) устройство управления, представляющее собой совокупность средств для организации вычислительного процесса — дешифратор команд, программный счетчик, синхронизатор; в) сверхоперативная память — блок регистров, обращение к которым не требует выхода на магистраль; г) накапливающий регистр (аккумулятор) для хранения результатов вычислений.

Технические характеристики некоторых приборов радиометрической разведки приведены в табл. 3.4.

3.8. Принцип спектрометрии γ -излучения и заряженных частиц

В задачу спектрометрии входит определение энергии E и интенсивности I ионизирующего излучения. Для этого с помощью тех или иных спектрометров, предварительно прошедших градуирование образцовыми источниками излучения (табл. 3.5, рис. 3.12, а), изучают распределение амплитуд импульсов на выходе детектора и по характерным точкам аппаратурных спектров (см. рис. 3.5) находят энергию E , а по площади пиков полного поглощения — интенсивность I .

Спектрометрия α -излучения обеспечивается полупроводниковыми детекторами и импульсными ионизационными камерами, β -излучения — сцинтилляторами и ППД, рентгеновского излучения — пропорциональными счетчиками и ППД, γ -излучения — ППД и сцинтилляторами. Ниже основное внимание уделено сцинтилляционной γ -спектрометрии, занимающей ведущее положение в радиометрической разведке.

Таблица 3.4. Радиометрическая аппаратура и ее технические характери

Прибор	Область применения	Масса, кг	Питание	Детектор
СРП-68-01 СРП-68-02	Пешеходная Шпуровая	3,6 9,5	Элементы А-343 (9 шт.)	NaI(Tl) 30×25 мм, ФЭУ-85 NaI(Tl) 18×30 мм, ФЭУ-67Б NaI(Tl) 10×40 мм, ФЭУ-60
СРП-68-03, поисковый радиометр	Глубинная γ-съемки	4,5		NaI(Tl) 80×80 мм, ФЭУ-110
СП-4, переносный γ-спектрометр	Пешеходная γ-съемка	6,8	Элементы «Рубин» (5 шт.)	NaI(Tl) 80×80 мм, ФЭУ-110
РКП-305 («Карат»), концентрометр	Пешеходная γ-съемка Шпуровая γ-съемка	9,2	Элементы А-343 (9 шт.)	NaI(Tl) 80×80 мм, ФЭУ-110 NaI(Tl) 30×70 мм, ФЭУ-85
СКАТ-77, станция комплексная аэрогеофизическая трехметодная	Аэросъемки: γ-спектральная, магнитная, электрическая	430	Бортовая сеть напряжением 27 В	NaI(Tl) 200×100 мм (2—12 шт.) ФЭУ-49
РСС-006, скважинный γ-спектрометр	γ-спектральный каротаж	20	11—16 В; 5 Вт	CsI(Tl) 25×80 мм, ФЭУ-67Б; CsI(Tl) 20×80 мм
АГА-201, скважинная комплексная установка	Интегральный γ-каротаж и электрокаротаж	48	ИСТ-65-47 12—13 В; 60 Вт	CsI(Tl) 18×30 и 30×70 мм
РГА-01 («Глициния»), α-радиометр для измерения объемной активности эманации	Эманационная съемка	9	Элементы Марс-373 (6 шт.)	ZnS(Ag), пластмасса на торце ФЭУ
РМЛ-103 («Нуклон»)	Радиометрический анализ порошковых проб	30	Сеть 220 В; 30 Вт	Пластмасса, ZnS(Ag)

СТИКИ

Регистрирующее устройство	Порог $E_{п}$, кэВ; ширина окна I , МэВ	Порог чувстви- тельности	Верхний предел определяемой величины
Измеритель сред- ней частоты им- пульсов (ИСЧ), телефон	$E_{п} = 20 \pm 5$	0,07 пА/кг при фоне 0,35 пА/кг	215 пА/кг
ИСЧ, ЭМС	$I_1 = 1,35 \div 1,55$ $I_2 = 1,65 \div 1,95$ $I_3 = 2,50 \div 2,80$	U 10^{-4} % Th 10^{-4} % K 0,2 %	U 0,03 % Th 0,03 % K 25 %
Цифровое таб- ло — содержания U, Th, K	$I_1 = 1,35 \div 1,55$ $I_2 = 1,65 \div 1,95$ $I_3 = 2,50 \div 2,80$	U 10^{-4} % Th 10^{-4} % K 0,1 %	U 0,05 % Th 0,05 % K 50 %
Аналоговый, циф- ровой магнитный регистратор РУМС-2000	$E_{п} = 220$ $I_1 = 1,33 \div 1,58$ $I_2 = (1,65 \div 1,93) +$ $+ (1,06 \div 1,20)$ $I_3 = 2,40 \div 3,00$	U $0,2 \cdot 10^{-4}$ % Th $0,5 \cdot 10^{-4}$ % K 0,05 %	U 0,025 % Th 0,1 % K 32 %
Цифро-аналого- вая регистрация	$E_{п} = 750$ $I_1 = 1,35 \div 1,55$ $I_2 = 1,65 \div 1,85$ $I_3 = 2,05 \div 2,65$	U $5 \cdot 10^{-4}$ % Th $5 \cdot 10^{-4}$ % K 1 %	U 0,3 % Th 0,3 % K 50 %
Цифро-аналого- вая регистрация	$E_{п} = 20 \pm 5$	1,0 пА/кг	3500 пА/кг
Цифровое табло	$E_{п} = 30$	0,3 Бк/л	10^5 Бк/л
Цифровое табло	—	U $5 \cdot 10^{-5}$ % Th $5 \cdot 10^{-5}$ %	U 0,1 %

Таблица 3.5. Образцовые* и другие градуировочные спектрометрические источники γ -излучения

Радионуклид	Период полураспада	Энергия γ -линии, кэВ	Квантовый выход	Радионуклид	Период полураспада	Энергия γ -линии, кэВ	Квантовый выход
^{22}Na	2,6 лет	511,004	0,81	$^{137}\text{Cs}^*$	29,9 лет	661,618	0,85
		1274,55	1,0	^{147}Ce	32,5 сут	145	0,67
$^{24}\text{Na}^*$	15,00 ч	1368,526	1,0	$^{203}\text{Hg}^*$	46,8 сут	279,186	0,81
		2754,098	1,0	^{204}Tl	4,26 лет	71,0	0,02
$^{57}\text{Co}^*$	272 сут	122,06	0,85	^{226}Ra	1602 лет	609,3	0,47
$^{60}\text{Co}^*$	5,275 лет	1173,231	1,0			1120,4	0,17
		1332,501	1,0			1764	0,17
$^{65}\text{Zn}^*$	245 сут	511	0,03	^{228}Ra	5,75 лет	2614,6	0,36
		1114	0,45	^{211}Am	433 лет	59,538	0,36
^{88}Y	107,4 сут	898,021	0,91				
		1836,129	0,994				

Спектры γ -излучения изучают с помощью спектрометров фотопоглощения (однокристалльных и с защитой антисовпадениями), комптоновских и парных [6, 52]. Спектрометры заряженных частиц основаны на принципе полного поглощения энергии. Процесс измерения аппаратурных спектров заключается в регистрации числа импульсов n за время t в каналах спектрометра, градуированном его энергетической шкалы и периодическом контроле градуировочного графика (рис. 3.12, б). Экспозицию t выбирают в соответствии с заданной погрешностью δ_I частоты импульсов I в каналах [см. формулы (1.21), (4.3)].

Градуирование энергетической шкалы спектрометра выполняют с помощью образцовых источников, как моноэнергетических, так и многокомпонентных, но с хорошо разрешенными линиями (см. табл. 3.5). Для этого при выбранном коэффициенте усиления амплитуд импульсов K_y снимают аппаратурные спектры реперных линий энергией E_i (см. рис. 3.12, а), находят номер окна m_i , куда попадает экстремальная точка фотопика i -й линии, и по этим данным строят градуировочный график $m(E_y)$, как показано на рис. 3.12, б.

Измеренные при ширине окна l за время t значения n_i (имп) приводят к одной ширине окна a , к беспросчетному счету, единице времени и единице содержания q радионуклида. Истинная удельная частота импульсов ($\text{с}^{-1} \cdot \%^{-1}$) в i -м канале

$$N_{\text{ист } i} = n_i a / (q l t). \quad (3.29)$$

Аппаратурный спектр γ -излучения изображают в виде единой спектрограммы (см. рис. 8.1). Масштаб по оси абсцисс (энергетическая шкала) выбирают в соответствии с данными градуирования образцовыми γ -источниками, по оси ординат ($N_{\text{ист } i}$) — исходя из

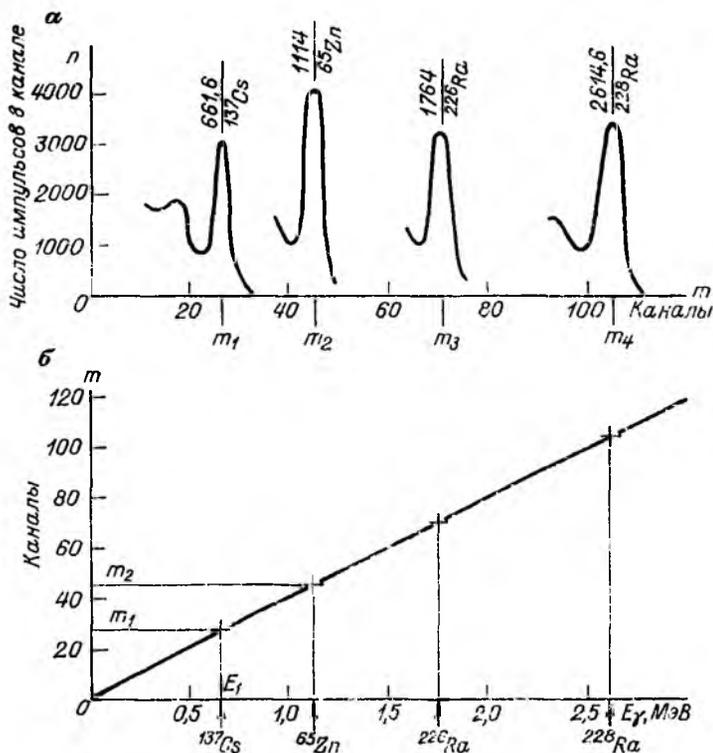


Рис. 3.12. Аппаратурные γ -спектры образцовых источников (а) и градуировочный график γ -спектральной установки (б). Анализатор импульсов АИ-128; сцинтиллятор NaI (Тl).

наглядности изображения спектра. Допускается брать разный масштаб изображения $N_{исг}$ в низко- и высокоэнергетической частях спектра, а также масштаб логарифмический.

В процессе интерпретации аппаратурных спектров (см. рис. 3.5) энергию излучения заряженных частиц и γ -квантов находят по положению пиков полного поглощения на энергетической шкале, которую наносят параллельно оси абсцисс по данным градуировочного графика (см. рис. 3.12, б). Следует обратить внимание на то, что в аппаратурных спектрах наряду с пиками изучаемых линий источника могут быть вторичные пики за счет сопутствующих процессов взаимодействия излучения с веществом детектора и с его защитой (см. рис. 3.5, б и в; рис. 3.10, в). В таком случае выделение пиков полного поглощения энергии проводят сравнением изучаемого спектра со спектрами образцовых моноэнергетических источников близкой энергии.

Интенсивность излучения заряженных частиц ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$) вычисляют по формуле

$$I_N(E) = N_{\Sigma}(E) / [g(E) S_d], \quad (3.30)$$

где $N_{\Sigma}(E)$ — суммарная частота импульсов в превышении над фоном (с^{-1}) в каналах спектрометра, где формируется пик полного поглощения; $g(E)$ — эффективность регистрации частиц энергией E детектором площадью S_d .

В аппаратурном спектре γ -излучения первоначально находят его фоточасть

$$P(E) = S_p / S_{\Sigma}, \quad (3.31)$$

а затем интенсивность излучения по числу квантов ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$)

$$I_N(E_{\gamma}) = N_{\Sigma}(E_{\gamma}) / [P(E_{\gamma}) g(E_{\gamma}) S_d] = N_{\Sigma}(E_{\gamma}) / [G(E_{\gamma}) S_d], \quad (3.32)$$

где S_p и S_{Σ} — соответственно площадь под пиком полного поглощения энергии и вся площадь аппаратурного спектра моноэнергетического источника; $G(E_{\gamma})$ — фотоэффективность, равная отношению числа импульсов в пике полной энергии к числу γ -квантов, прошедших через детектор.

Если источник γ -излучения многокомпонентный, обработку и интерпретацию аппаратурного спектра выполняют с применением ЭВМ способами пиков и последовательного вычитания. Для этого снимают аппаратурные спектры излучения $N(A)$ нескольких моноэнергетических источников с энергиями E , укладывающимися в диапазон изучаемых значений E многокомпонентного источника. Далее, прибегая к интерполяции, судят о мультипольности пиков на спектрограмме источника и разлагают его сложный аппаратурный спектр на составляющие, отвечающие каждому фотопику. Для ЭВМ форма пиков аппроксимируется аналитической функцией.

3.9. Метрологические понятия в области измерения ионизирующих излучений, массы и содержания радиоактивных веществ.

Единицы измерения

Метрология — наука об измерениях, о методах и средствах обеспечения их единства и способах достижения требуемой точности. Она включает в себя теорию измерений, единицы измеряемых физических величин, средства и методы измерений, эталоны и образцовые меры, методы определения погрешности, организацию метрологического обеспечения.

Метрологические понятия в области ионизирующих излучений, единицы измерения имеются в ГОСТ 16263—70, СТ СЭВ 1052—78, 8.315—78, 8.417—81, 15484—81, 8.513—84, 8.505—84, РД—50—454—84 и др. [14, 40].

Измеряемые величины и единицы измерения. Физические величины, прямо или косвенно определяемые в радиометрической

разведке, и единицы их измерения приведены в табл. 3.6. Это — масса и содержание радиоактивных веществ, активность, плотность потока ионизирующих излучений и дозовые параметры γ -поля. Для удобства пользования литературой наряду с единицами системы СИ в таблице приведены ранее применявшиеся единицы и их соотношения с единицами СИ.

В соответствии со стандартом СЭВ 1052—78 массу радиоактивных веществ выражают в килограммах, граммах, тоннах и любых кратных и дольных единицах грамма.

Содержание (ГОСТ 8.505, прил. 4) — обобщающее наименование физических величин: массовой доли, объемной доли, массовой концентрации, которые количественно характеризуют состав горных пород и руд. Массовая доля радионуклида — отношение его массы к общей массе вещества; объемная доля — соответствующее отношение объемов; массовая концентрация — отношение массы радионуклида к общему объему вещества. Единицами их измерения являются % массовые, % объемные, кг/м^3 или г/л .

Единицей активности, характеризующей число распадов источника в единицу времени, является беккерель (Бк). Один беккерель соответствует активности вещества, в котором происходит один распад в секунду. Переход от активности a (Бк) радионуклида с постоянной распада λ (с^{-1}) к массе M (г) выполняют по формуле

$$a = \lambda N_A M / A, \quad (3.33)$$

где N_A — число Авогадро; A — массовое число радионуклида.

Раньше активность выражали в единицах кюри (Ки), понимая под этим число распадов в секунду в одном грамме Ra без продуктов распада. В соответствии с равенством (3.33) при $M_{\text{Ra}} = 1$ г активность $a_{\text{Ra}} = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Различают массовую (или удельную) и объемную активность. В первом случае — это активность единицы массы вещества (Бк/кг), во втором — активность единицы объема вещества (Бк/м³). В радиометрической разведке это положение относится к радону. Его содержание ныне выражают в единицах объемной активности — беккерель на литр (Бк/л). Для этого раньше применяли единицу кюри на литр (Ки/л) и производную от нее — эман.

Плотность потока частиц и квантов выражают в секунда в минус первой степени-метрах в минус второй степени ($\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$), плотность потока энергии — в ваттах на квадратный метр (Вт/м^2).

Из-за сложности измерения потока энергии для количественной характеристики рентгеновского и γ -излучения используют дозовые параметры. Под дозой понимается энергия излучения, предназначенная для передачи или переданная среде и рассчитанная на единицу массы (система СИ) или объема этой среды.

Доза, определенная по ионизации воздуха в условиях электронного равновесия, называется экспозиционной (D_3); доза, определяемая поглощенной энергией в любом другом веществе, — погло-

Т а б л и ц а 3.6. Единицы измерения радиоактивных веществ и ионизирующих излучений

Физическая величина	Единицы измерения		Соотношение единиц
	Система СИ	Ранее применявшиеся	
Масса	килограмм (кг)	миллиграмм-эквивалент (мг-экв Ra)	1 мг-экв Ra = 10^{-6} кг Ra (по γ-излучению)
Активность	беккерель (Бк)	кюри (Ки)	1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк 1 Бк = $2,7 \cdot 10^{-11}$ Ки
Массовая доля	килограмм радионуклида на килограмм вещества (кг/кг); % массовые (% мас.)	грамм радионуклида на грамм вещества (г/г); % массовые (% мас.)	1 % мас. = 0,01 кг/кг 1 кг/кг = 100 % мас.
Объемная доля	кубический метр радионуклида на кубический метр вещества ($\text{м}^3/\text{м}^3$); % объемные (% об.)	кубический сантиметр радионуклида на кубический сантиметр вещества ($\text{см}^3/\text{см}^3$); % объемные (% об.)	1 % об. = 0,01 $\text{м}^3/\text{м}^3$ 1 $\text{м}^3/\text{м}^3$ = 100 % об.
Удельная активность	беккерель на килограмм вещества (Бк/кг)	кюри на грамм вещества (Ки/г)	1 Ки/г = $3,7 \cdot 10^{13}$ Бк/кг 1 Бк/кг = $2,7 \cdot 10^{-14}$ Ки/г
Объемная активность	беккерель на кубический метр вещества (Бк/м ³)	кюри на литр вещества (Ки/л); эман	1 Ки/л = $3,7 \cdot 10^{13}$ Бк/м ³ 1 эман = 10^{-10} Ки/л = 3,7 Бк/л; 1 Бк/л = 0,27 эман
Плотность потока частиц и квантов $I_N = \Delta\Phi_N/\Delta t$	секунда в минус первой степени-метр в минус второй степени ($\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$)	секунда в минус первой степени-сантиметр в минус второй степени ($\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$)	1 $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ = $10^4 \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ 1 $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ = $10^{-4} \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$

Энергия	джоуль (Дж)	электрон-вольт (эВ)	$1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ $1 \text{ Дж} = 6,24 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$
Плотность потока энергии $I_E = \Delta \Phi_E / \Delta t$	ватт на квадратный метр (Вт/м ²)	электрон-вольт на квадратный сантиметр в секунду [эВ/(см ² ·с)]	$1 \text{ эВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с} = 1,602 \cdot 10^{-15} \text{ Вт}/\text{м}^2$ $1 \text{ Вт}/\text{м}^2 = 6,24 \cdot 10^{14} \text{ эВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) \times$ $\times \text{с}$
Экспозиционная доза ионизирующего излучения $D_s = \Delta E_D / \Delta m_{\text{возд}}$	кулон на килограмм (Кл/кг)	рентген (Р)*	$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{кг}$ $1 \text{ Кл}/\text{кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}$
Мощность экспозиционной дозы $I_D = \Delta D_E / \Delta t$	ампер на килограмм (А/кг) или кулон на килограмм в секунду [Кл/(кг·с)]	рентген в секунду (Р/с)*	$1 \text{ Р}/\text{с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А}/\text{кг}$ $1 \text{ мкР}/\text{ч} = 0,0717 \text{ нА}/\text{кг}$ $1 \text{ А}/\text{кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}/\text{с}$
Поглощенная доза излучения $D_{\text{п}} = \Delta E_{\text{п}} / \Delta m_{\text{вещ}}$	грей (Гр)	рад	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$ $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$
Мощность поглощенной дозы $I_{\text{п}} = \Delta D_{\text{п}} / \Delta t$	грей в секунду (Гр/с)	рад в секунду (рад/с)	$1 \text{ рад}/\text{с} = 0,01 \text{ Гр}/\text{с}$ $1 \text{ Гр}/\text{с} = 100 \text{ рад}/\text{с}$
Эквивалентная поглощенная доза излучения	зиверт (Зв)	бэр	$1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}$ $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}$

* Руководящий документ Госстандарта РД-50-454-84 разрешает использование этих единиц (Р и Р/с) до 1990 г.

щенной дозой излучения (D_n). Доза, отнесенная к единице времени, называется мощностью дозы.

Единица экспозиционной дозы — кулон на килограмм (Кл/кг); это экспозиционная доза рентгеновского или γ -излучения, при которой сопряженная корпускулярная эмиссия в одном килограмме сухого атмосферного воздуха за время t образует ионы, несущие заряд каждого знака один кулон электричества. Единица мощности экспозиционной дозы — кулон на килограмм в секунду Кл/(кг·с).

В соответствии с равенством (2.55), мощность экспозиционной дозы [Кл/(кг·с) или А/кг] от источника с числом γ -линий k и плотностью потока квантов n_i ($\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$)

$$I_D = D/t = \sum_i^k \mu_{ai} E_i n_i / F, \quad (3.34)$$

где E_i — энергия i -го кванта (эВ); F — энергетический эквивалент кулона на килограмм (Кл/кг), равный $2,75 \cdot 10^{14}$ эВ.

Плотность потока квантов на расстоянии R (см) от точечного источника, в котором нет самопоглощения излучения, вычисляют по формуле

$$n_i = c_i \lambda N / (4\pi R^2), \quad (3.35)$$

где c_i — число квантов с энергией E_i на распад; N — число атомов радионуклида в источнике; λ — постоянная распада (с^{-1}).

При расчете мощности дозы экранированного ампульного источника в равенство (3.34) вводят множитель $e^{-\mu_i d}$, где μ_i (см^{-1}) — эффективный коэффициент ослабления γ -излучения в экране толщиной d (см).

Эталоны и образцовые меры. Воспроизведение, хранение и передача размеров единиц осуществляется с помощью эталонов и образцовых средств измерения. По степени обеспечения точности имеются: а) государственные первичные эталоны; б) вторичные эталоны, включающие эталоны-копии, эталоны-свидетели, эталоны сравнения, рабочие эталоны; в) образцовые средства измерений 1-, 2-, 3-го разрядов; г) рабочие средства измерений (ГОСТ 8.034—82).

В число метрологических средств измерений входят также стандартные образцы, являющиеся мерами с достаточно точно известными и официально удостоверенными параметрами. В радиометрической разведке используют стандартные образцы состава естественных радиоактивных элементов и активности, образцовые источники плотности потока заряженных частиц и мощности дозы γ -излучения.

Стандартные образцы состава, аттестованные по массовой доле U, Th, K, изготавливают в виде порошковых препаратов для целей радиометрического анализа, а также в виде заполненных рудным

веществом малых и насыщенных по γ -излучению рудных моделей, используемых для градуирования γ -спектральной аппаратуры.

Стандартные образцы активности R_n , измеряемой в жидкостях и газах, представляют собой водные растворы $RaCl_2$, аттестованные по массе Ra с погрешностью 1—3 %. Обычно это источники типа EB-8, EB-9, EB-10 с массой Ra соответственно $(100, 10, 1) \times 10^{-10}$ г Ra , а также другие источники типа EB с массой Ra до $5 \cdot 10^{-6}$ г (EB-65).

После продувания и последующей герметизации в сосуде растворенного Ra массой M (г) за время t образуется Rn (без продуктов распада) активностью в беккерелях (Бк)

$$a_{Rn} = 3,7 \cdot 10^{10} M (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}), \quad (3.36)$$

в кюри (Ки)

$$a'_{Rn} = M (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}). \quad (3.37)$$

В качестве образцовых источников плотности потока α -частиц используют ^{239}Pu , ^{234}Pu , U-естественный; β -частиц — ^{90}Sr в равновесии с ^{90}Y ; нейтронного излучения — Pu - α -Be с нуклидами ^{239}Pu и ^{238}Pu ; спонтанного деления — ^{252}Cf .

Стандартные образцы мощности дозы γ -излучения изготовляют из смеси солей $RaSO_4$ и $BaSO_4$ в виде ампульных источников в Pt—Ir-экране толщиной $0,5 \pm 0,05$ мм или в другом кожухе с толщиной стенок, эквивалентной по поглощению γ -излучения 0,5 мм Pt. Обычно это источники типа EP, аттестованные по массе Ra (мг) с погрешностью 0,5—2,0 %. Из них наиболее удобны для пользования источники $P_{1-2, C_{41}}$ (Pa-14) с массой Ra соответственно около 1,0 и 0,1 мг, а также EP-1 и EP-14 с той же массой Ra .

Расчетная мощность дозы γ -излучения в пикоамперах на килограмм (пА/кг) [см. равенства (3.34) и (3.35)] источника массой M (мг) в экране 0,5 мм Pt на расстоянии R (м)

$$I_D(R) = 60,2 M_{Ra} / R^2. \quad (3.38)$$

Мощность дозы в микрорентгенах в час (мкР/ч)

$$I_D(R) = 840 M_{Ra} / R^2. \quad (3.39)$$

Средства измерения и их метрологические характеристики. В качестве средств измерения в радиометрической разведке используют радиометры, эманометры, γ -спектрометры разного назначения (см. табл. 3.4). Измерения этими приборами указанных в табл. 3.6 физических величин относятся к разряду косвенных, при которых действительное значение величины находится на основании выявленной зависимости между этой величиной и величинами, поддающимися прямым измерениям. Действительно, полевая и лабораторная аппаратура измеряет лишь частоту импульсов в интегральном (радиометры, эманометры) или дифференциальном (γ -спектрометры) режимах. Для перехода к действительным значениям фи-

зических величин используют данные градуирования аппаратуры с помощью перечисленных выше образцовых мер. Все это создает значительные трудности метрологического обеспечения как при разработке радиометрической аппаратуры, так и при ее эксплуатации.

К числу метрологических характеристик средств измерений относятся: цена деления шкалы, диапазон измерений, чувствительность, порог чувствительности (порог реагирования, предел обнаружения), градуировочная характеристика.

Цена деления — разность значений измеряемой величины, которые соответствуют двум соседним отметкам шкалы. Чувствительность — отношение изменения сигнала на выходе измерительного прибора к вызывающему его изменению измеряемой величины. Диапазон измерений — область значений измеряемой величины, для которой нормированы допускаемые погрешности средства измерений. Градуировочная характеристика — зависимость между значениями величин на выходе и входе средства измерения. Под порогом чувствительности принято понимать наименьшее значение измеряемой величины X , которое может быть обнаружено прибором над уровнем фона с заданной доверительной вероятностью при данной методике измерений. Значение порога L оценивают по формуле

$$L = k\sigma_{\phi}, \quad (3.40)$$

где σ_{ϕ} — среднее квадратическое отклонение измеренных значений фона; k — коэффициент, соответствующий заданной доверительной вероятности (по ГОСТ 16865—79 коэффициент $k = 3$).

Погрешности измерений. Разность Δ между результатом измерения X и истинным значением $Q_{и}$ измеряемой величины называется погрешностью измерений:

$$\Delta = X - Q_{и}. \quad (3.41)$$

Так как истинное значение физической величины, идеальным образом отражающее свойства данного объекта, обычно остается неизвестным, то вместо $Q_{и}$ в равенстве (3.41) используют действительное значение $Q_{д}$ физической величины, найденное экспериментально и настолько приближающееся к истинному значению $Q_{и}$, что может быть использовано вместо него.

Причинами возникновения погрешности являются несовершенство метода измерения, применяемых стандартных образцов и технических средств, органов чувств наблюдателя, а также особенности распределения значений измеряемых величин во времени (см., например, флуктуации скорости радиоактивного распада, раздел 1.4), изменение внешних условий.

По своей структуре и происхождению погрешности измерения подразделяются на систематические, случайные, грубые, аппаратные (погрешности средств измерений), методические, абсолютные, относительные.

Систематическая погрешность представляет собой составляющую погрешности Δ , остающуюся постоянной или закономерно изменяющуюся при повторных измерениях одной и той же величины. Случайная погрешность — это составляющая погрешности Δ , изменяющаяся случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины. Грубая погрешность возникает вследствие грубого нарушения методики и процедуры измерения наблюдателем или вследствие неисправности средств измерения; она существенно превышает ожидаемую при данных условиях погрешность. Абсолютная погрешность — это погрешность измерения Δ , выраженная в единицах измеряемой величины. Относительная погрешность — это отношение погрешности Δ к истинному значению Q_n (а в эксперименте — к действительному значению Q_d) измеряемой величины.

Результат отдельного измерения x постоянной физической величины Q_n следует рассматривать как случайную величину, принимающую разные значения x_i в различных наблюдениях.

Основным параметром, характеризующим рассеяние измеряемой величины, является среднее квадратическое отклонение результата измерения

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - Q_n)^2} . \quad (3.42)$$

Так как в эксперименте вместо неизвестного значения Q_n используют среднее арифметическое значение из n измерений

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (3.43)$$

то параметр рассеяния многократно измеряемой величины

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2}, \quad (3.44)$$

а параметр рассеяния среднего арифметического значения

$$\sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2} . \quad (3.45)$$

В метрологии, кроме того, существуют понятия точности, правильности, сходимости и воспроизводимости измерений. По ГОСТ 16263—70 точность отражает близость результатов измерения к истинному значению измеряемой величины; правильность — близость к нулю систематической погрешности; сходимость — близость друг к другу результатов измерений в одинаковых условиях; воспроизводимость — близость друг к другу результатов измерений в различных условиях (в разное время, в разных местах, разными методами и средствами).

Раздел второй

ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ

Для определения содержания радиоактивных элементов в горных породах и рудах используют химический (U, Th, K), люминесцентный и люминесцентно-лазерный (U), радиохимический (изотопы Ra и Rn), рентгеноспектральный (U, Th, K) и радиометрический (U, Ra, Rn, Th, K) методы анализа.

В состав радиометрической разведки, базирующейся на регистрации α -, β -, γ -излучения естественных радионуклидов, из лабораторных методов включается лишь радиометрический анализ. Рассмотрение этого лабораторного метода до полевых методов вызвано тем, что в лабораторных условиях проще усваиваются сущность и методика радиометрических измерений, понятия об эманировании и радиоактивном равновесии; проводятся определения коэффициентов $K_{эм}$ и $K_{р.р.}$, широко используемых при количественной интерпретации данных γ -спектральных съемок, γ -каротажа и радиометрического опробования, и по ряду других причин, выявленных из опыта преподавания.

Глава 4

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ПРИРОДНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Радиометрический анализ (табл. 4.1) применяют для определения содержания или активности естественных радиоактивных элементов в горных породах, рудах, водах и воздухе путем сравнения интенсивностей ионизирующего излучения пробы и стандартного образца (СО) с известным содержанием радионуклидов.

Схема анализа предусматривает нахождение эквивалентных и истинных содержаний элементов. В первом случае получают суммарное содержание радионуклидов в единицах содержания элемента в СО (обычно это равновесный уран), во втором — содержание отдельных элементов в многокомпонентной системе.

Основное назначение радиометрического анализа — определение содержания изотопов Ra и Rn с весьма малой массовой долей их в природных средах. Для прямого определения U, Th, K в ос-

Таблица 4.1. Объекты и методы радиометрического анализа

Анализируемый материал	Агрегатное состояние проб	Подготовка проб	Методы анализа	Определяемые элементы и назначение измерений
Пробы, не подвергавшиеся предварительной химической обработке	Штупы, шлифы, шлифы Порошки	Операции, аналогичные выполняемым при минералогических исследованиях Дробление и истирание проб до крупности зерен 0,08—0,25 мм	Микрорадиография, f -радиография α -, β -, γ -методы β - γ -метод γ -спектральный метод Метод запаздывающих β - α -совпадений α -спектральный	U, Th (распределение в срезе шлифа) Эквивалентное содержание U U, Ra (Ra только в рудах без Th) U, Ra, Rn, Th, K U (Ra), Th Отношение изотопов U, Ra, Th Rn Изотопы Rn и Ra Изотопы Rn Продукты распада Rn, Th Отношение изотопов U, Th, Ra Изотопы Rn, Ra, Ac, Pa
Продукты химической обработки проб по схеме радиохимического анализа	Твердые пленки Растворы	Возможно частичное выпаривание Возможно протягивание через фильтры Растворение пробы. Выделение из раствора химическим путем или электролизом анализируемых элементов Избирательное осаждение	γ -метод Эманионные методы Эманионные методы α -метод α -спектральный метод Эманионные методы	

новном используют рентгеноспектральный и химический методы; радиометрический анализ на эти элементы имеет подчиненное значение.

4.1. Определение эквивалентного содержания урана в порошковых пробах по α -, β -, γ -излучению

Пробу и стандартный образец урановой руды насыпают в одинаковые контейнеры (сосуды), форма и размеры которых зависят от измеряемого излучения и конструктивных особенностей детектора (рис. 4.1). Контейнеры последовательно располагают вблизи соответствующего детектора и регистрируют частоту импульсов фона I_{ϕ} , пробы $I_{\text{пр}}$ и стандартного образца I_{CO} с содержанием урана $q_{\text{U CO}}$ и тория $q_{\text{Th CO}}$ и с коэффициентами эманирования $K_{\text{эм}}$ (см. раздел 4.5) и равновесия между ураном и радием $K_{\text{р.р}}$. По этим данным вычисляют эквивалентные по α -, β - или γ -излучению содержания естественных радиоактивных элементов в пробе в единицах содержания (% мас.) равновесного урана:

$$q_{\text{пр}} = q_{\text{U CO}} \frac{I_{\text{пр}} - I_{\phi}}{I_{\text{CO}} - I_{\phi}} \left[a_{\text{U}} + a_{\text{Ra}} K_{\text{р.р CO}} (1 - K_{\text{эм CO}}) + a_{\text{Th}} \frac{q_{\text{Th CO}}}{q_{\text{U CO}}} \right] f. \quad (4.1)$$

Здесь выражение в квадратных скобках позволяет приводить показания реального СО к показаниям равновесного и незманирующего уранового стандартного образца (без Th); f — функция, учитывающая различие условий измерения и физических свойств пробы и СО; a_{U} ; a_{Ra} ; a_{Th} — урановые эквиваленты нуклидов соответственно групп урана (далее — уран «чистый» U_n), радия и тория (см. табл. 4.4) по α -, β - или γ -излучению.

В качестве стандартных образцов (см. раздел 3.9) используют порошковые урановые препараты из природных слабоэманирующих урановых руд с близким к равновесному соотношением U и Ra [см. выражение (1.42)].

Измерения интенсивности α -, β -, γ -излучения выполняют в тонких h_{T} , промежуточных $h_{\text{п}}$ и насыщенных $h_{\text{н}}$ слоях плотностью ρ , г/см³ (табл. 4.2). В тонких слоях не происходит самопоглощения

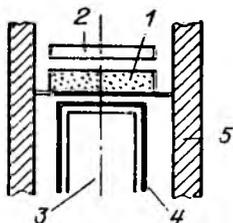


Рис. 4.1. Схема комбинированной установки для радиометрического анализа порошковых проб.

1 — контейнер с пробой; 2 — β -счетчик; 3 — γ -счетчик; 4 — дополнительный экран для поглощения β -частиц и γ -квантов малой энергии; 5 — свинцовый экран.

Т а б л и ц а 4.2. Параметры $h\rho$ (г/см²) тонкого и насыщенного слоев радиоактивных руд

Вид излучения	Тонкий слой			Насыщенный слой		
	U	Th	K	U	Th	K
α	$0,13 \cdot 10^{-3}$	$0,16 \cdot 10^{-3}$	—	0,010	0,013	—
β	0,028	0,022	0,011	1,60	1,10	0,75
γ	2,4	2,6	2,0	145	160	110

излучения и интенсивность I прямо пропорциональна массе препарата M . В насыщенных слоях интенсивность излучения не зависит от h и M (см. рис. 2.10) и пропорциональна содержанию радионуклида q .

Различают интегральные и спектральные измерения I . При интегральных регистрируют заряженные частицы и γ -кванты с энергией выше пороговой $E_{п}$, при спектральных — интенсивность излучения в достаточно узких энергетических окнах (см. табл. 4.3).

Продолжительность измерения $I_{пр}$, $I_{СО}$, $I_{ф}$ устанавливают в зависимости от заданной погрешности [см. выражение (4.3)].

Альфа-анализ. Применяется для изучения рудных и геохимических проб в малых навесках, флуорометрических проб и проб рыхлых отложений с осколочным β -заражением. Измерения интегрального излучения I_{α} проводят в насыщенных слоях — в открытых тарелочках высотой около 1 мм, помещаемых на расстоянии не более 2 см от поверхности детектора, а при использовании ионизационных камер — внутри камеры.

Чтобы устранить влияние выделяющихся из порошковых проб короткоживущих эманаций (Tn, An), создающих объемное излучение в чувствительном объеме детектирующей системы, α -анализ следует выполнять с продуванием камеры воздухом со скоростью около 6 л/мин.

Бета-анализ. Измерения β -излучения выполняют в насыщенных слоях — в тарелочках глубиной $l \geq 1,6/\rho$ (см), где ρ — плотность порошка, г/см³.

Так как детекторы β -излучения регистрируют β -частицы и γ -кванты, то для выделения β -составляющей последовательно измеряют $I_{\beta+\gamma}$ без экрана (I) и I_{γ} с экраном ($I_{э}$) толщиной около 1,6 г/см² и с коэффициентом ослабления $\mu_{э\gamma}$. Бета-составляющая

$$I_{\beta} = I - I_{э} e^{\mu_{э\gamma} d_{э}}. \quad (4.2)$$

При толщине алюминиевого или латунного экрана 1,6 г/см² ориентировочно $e^{\mu_{э\gamma} d_{э}} = 1,1$.

Чтобы снизить фон, β - и γ -детекторы помещают в свинцовые экраны толщиной 3—5 см Pb, внутренние поверхности которых покрывают листовым алюминием толщиной 0,8—1,0 мм.

Гамма-анализ. Порошковые пробы по γ -излучению анализируют в тонких слоях.

Детекторами γ -излучения являются преимущественно сцинтилляторы объемом 50—70 см³, реже — ППД и счетчики Гейгера. Открытый γ -детектор защищают от β -излучения алюминиевым или латунным экраном толщиной $d_{\text{эк}} \rho_{\text{эк}} \geq 1,6$ г/см². В интегральных сцинтилляционных установках применяют экран из листового свинца толщиной 1—2 мм, резко снижающий влияние различий вещественного состава пробы и СО.

При анализе проб низкой активности фон $I_{\text{ф}\gamma}$ регистрируют, заполняя контейнер веществом с низкой радиоактивностью (кварцевый песок, поваренная соль, мрамор). Это позволяет учесть поглощение фонового излучения в веществе пробы и СО.

Обычно β - и γ -измерения выполняют совместно, одним и тем же прибором и из одной навески пробы (см. рис. 4.1). Эквивалентное содержание U по γ -излучению в геометрии тонкого слоя вычисляют по формуле (4.1) при значении $f = M_{\text{СО}}/M_{\text{пр}}$, по α - и β -излучению в геометрии насыщенных слоев — при $f = 1$.

На точность определения эквивалентного содержания U влияют: 1) аппаратурные и геометрические факторы, 2) состав и плотность анализируемого препарата, 3) продолжительность измерения излучения, 4) погрешность аттестации стандартных образцов.

К числу аппаратурных факторов относятся различные механические и термические влияния на детектор и измерительные блоки, неконтролируемые изменения режима питания и рабочих характеристик в процессе работы, просчет импульсов, отражение β - и γ -излучения от подложки (при толщине слоя до 0,25 г/см²) и от стенок экрана и т. п.

В целях уменьшения влияния аппаратурных факторов предварительно изучают поведение каждого конкретного прибора в условиях многочасовой эксплуатации; исследуют его температурную характеристику, объем допустимой импульсной загрузки, не вызывающей искажения спектров γ -излучения и просчета импульсов; определяют оптимальное время между соседними проверками положения энергетических окон γ -спектрометра, время прогрева аппаратуры для входа в нормальный режим. Комплекс подобных исследований позволяет разработать методику эксплуатации имеющейся лабораторной установки.

Геометрическими факторами являются: расстояние R между детектором и излучающей поверхностью, относительное расположение контейнера и детектора в плане, размеры контейнера и относительное заполнение его порошковым препаратом. В связи с этим основное правило радиометрического анализа — это строгое сохранение равных геометрических условий измерения пробы и СО.

Различие минералогического состава пробы и СО создает разное соотношение плотности радиоактивной и нерадиоактивной компонент, что приводит к разной интенсивности излучения пробы

и СО при равной массовой доле U. Этот фактор особенно опасен при анализе проб по α -излучению; по β -излучению он проявляется сравнительно слабо; при γ -анализе проб в тонких слоях становится практически незаметным. На результатах β -анализа сказывается недонасыщение излучения по ширине контейнера. Мешающее влияние указанных факторов практически исключается подбором СО, близкого по вещественному составу и плотности к изучаемым партиям проб. Массы пробы и СО не должны различаться более чем на 10—15 %.

В силу вероятностного характера радиоактивного распада и регистрации ионизирующего излучения (см. раздел 1.4) частоту импульсов I находят с некоторой относительной погрешностью δ_I . Продолжительность измерения, необходимая для обеспечения заданной квадратической погрешности,

$$t = 1/(\delta_I^2 I). \quad (4.3)$$

Относительная погрешность аттестации уранового стандартного образца $\delta_{q_{CO}}$ приводит к такой же по значению систематической погрешности результатов анализа пробы. Простейшим способом проверки данных свидетельства СО является оценка согласованности номиналов имеющихся в лаборатории урановых СО путем сравнения их удельной частоты импульсов I_0 по β - и γ -излучению. С этой целью для каждого уранового СО массой M измеряют со статистической погрешностью не хуже 1—2 % частоту импульсов $I_{CO\beta}$ и $I_{CO\gamma}$ и вычисляют удельную частоту без фона $I_{0\beta}$ ($c^{-1} \cdot \%^{-1}$) и $I_{0\gamma}$ ($c^{-1} \cdot \%^{-1} \cdot r^{-1}$). По γ -излучению

$$I_{0\gamma} = \frac{I_{CO\gamma} - I_{\text{ф}\gamma}}{M \{q_U [a_{U\gamma} + a_{Ra\gamma} K_{p.p} (1 - K_{эм})] + a_{Th\gamma} q_{Th} + a_{K\gamma} q_K\}}, \quad (4.4)$$

где $a_{j\gamma}$ — урановые эквиваленты U, Ra, Th, K по γ -излучению (см. табл. 4.4).

Удельную частоту импульсов по β -излучению $I_{0\beta}$ вычисляют по аналогичной формуле, но без учета массы препарата и с заменой урановых эквивалентов $a_{j\gamma}$ на $a_{j\beta}$.

В итоге выбирают необходимый СО из группы, в котором удельная частота импульсов I_0 отличается от средней в этой группе не более чем на 2—3 %.

4.2. Многокомпонентный радиометрический анализ порошковых проб

Этот вид анализа служит для отдельного определения содержания естественных радионуклидов. Используют три основных его разновидности: 1) β — γ -метод, 2) γ -спектральный метод, 3) метод запаздывающих совпадений. Необходимый метод выбирают в зависимости от его физических возможностей и перечня определяемых элементов (см. табл. 4.1).

Бета—гамма-метод. Метод основан на совокупных измерениях интегрального β - и γ -излучения. Он применяется для определения U по UX_2 и Ra по $Ra(B + C)$ в неравновесных урановых рудах, не содержащих аномальных концентраций Th. В урано-ториевых рудах этим методом находят лишь содержание U с систематической погрешностью

$$\Delta q_U \approx -0,05q_{Th}. \quad (4.5)$$

Погрешность определения Ra и Th достигает 40—50 % от содержания сопутствующего нуклида.

Исходные уравнения β — γ -метода:

$$\begin{aligned} q_\beta &= a_{U\beta}q_U + a_{Ra\beta}q_{Ra} (1 - K_{эм. пр}) \cdot 2,9 \cdot 10^6; \\ q_\gamma &= a_{U\gamma}q_U + a_{Ra\gamma}q_{Ra} (1 - K_{эм. пр}) \cdot 2,9 \cdot 10^6, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где $K_{эм. пр}$ — коэффициент эманирования пробы, установленный в тех же температурных условиях и при той же степени дробления пробы, в каких определены значения q_β и q_γ [см. выражение (4.1)]; обычно $K_{эм}$ находят по γ -излучению (см. раздел 4.5).

При решении системы уравнений (4.6) получаем (%)

$$q_U = A_U q_\beta - (A_U - 1) q_\gamma; \quad (4.7)$$

$$q_{Ra} = \frac{A_{Ra} q_\gamma - (A_{Ra} - 1) q_\beta}{1 - K_{эм. пр}} \cdot 3,4 \cdot 10^{-7}; \quad (4.8)$$

$$A_U = a_{Ra\gamma}/\Delta; \quad A_{Ra} = a_{U\beta}/\Delta; \quad \Delta = a_{U\beta}a_{Ra\gamma} - a_{U\gamma}a_{Ra\beta}.$$

Значения урановых эквивалентов излучателей групп урана (a_U), радия (a_{Ra}) и тория (a_{Th}) находят экспериментально. Для некоторых условий они приведены в табл. 4.4.

Гамма-спектральный метод. Это главный метод многокомпонентного радиометрического анализа пород и руд. Он основан на совокупных измерениях в сцинтилляционных или полупроводниковыми детекторами интенсивности γ -излучения $I_{\gamma i}$ в разных участках (окнах) энергетической шкалы (табл. 4.3), оптимальных для каждого определяемого элемента.

Сцинтилляционная γ -спектрометрия. Из-за малого аномального вклада линий 0,0925 и 0,1857 МэВ (рис. 4.2, кривая 3) в сцинтилляционный аппаратный спектр точность нахождения q_U с помощью сцинтилляторов низкая, и потому анализ проб на U сцинтилляционной аппаратурой выполняется редко. В основном γ -спектральным сцинтилляционным методом находят: в рудных пробах — содержание Ra и Th, в геохимических — Ra, Th, K.

В процессе анализа последовательно измеряют в каждом из выбранных окон i (см. рис. 4.2) частоту импульсов фона $I_{\phi i}$, пробы

Таблица 4.3. Энергетические окна лабораторных γ -спектрометров

Определяемый пуклид	Изотоп-излучатель	Сцинтилляционная спектрометрия		Полупроводниковая спектрометрия	
		Аппаратурная линия, МэВ	Границы окон, МэВ	Аппаратурная линия, МэВ	Участок спектра
U	UX ₁	0,0925	0,09—0,11	0,0633	Площади фотопиков
	²³⁵ U	—	—	0,0925 0,1857	
Ra, Rn	RaB	0,3520	0,32—0,38	0,3520 0,1861	Площади фотопиков
Th	ThB	0,2386	0,21—0,26	—	—
	MsTh ₂	—	—	0,2094	Площадь фотопика
K	⁴⁰ K	1,46	1,40—1,50	1,46	Площадь фотопика

$I_{np\ i}$, стандартного образца $I_{CO\ i}$ и для каждого энергетического окна вычисляют эквивалентное содержание U по γ -излучению (%):

$$q_{\gamma i} = q_{U\ CO} \frac{I_{np\ i} - I_{\phi i}}{I_{CO\ i} - I_{\phi i}} \cdot \frac{M_{CO}}{M_{np}} \left[a_{U\ i} + a_{Ra\ i} K_{p.p\ CO} (1 - K_{эм\ CO}) + a_{Th\ i} \frac{q_{Th\ CO}}{q_{U\ CO}} \right]. \quad (4.9)$$

Исходной для расчета истинных содержаний определяемых n элементов является система из n уравнений типа

$$q_{\gamma i} = a_{U\ i} q_U + a_{Ra\ i} q_{Ra} (1 - K_{эм. пр.}) \cdot 2,9 \cdot 10^6 + a_{Th\ i} q_{Th} + a_{K\ i} q_K, \quad (4.10)$$

где a_{ji} — урановые эквиваленты указанных элементов в энергетическом окне i .

Решение системы n уравнений дается в виде

$$q_i = \sum_{i=1}^n A_{ij} q_{\gamma j}. \quad (4.11)$$

При расчете Ra учитывают $K_{эм. пр.}$, как в равенстве (4.8).

Для двухкомпонентной системы получаются следующие конкретные формулы:

$$q_{Ra} = \frac{a_{Th2} q_{\gamma 1} - a_{Th1} q_{\gamma 2}}{(a_{Th2} - a_{Th1})(1 - K_{эм. пр.})} \cdot 3,4 \cdot 10^{-7}; \quad (4.12)$$

$$q_{Th} = (q_{\gamma 2} - q_{\gamma 1}) / (a_{Th2} - a_{Th1}).$$

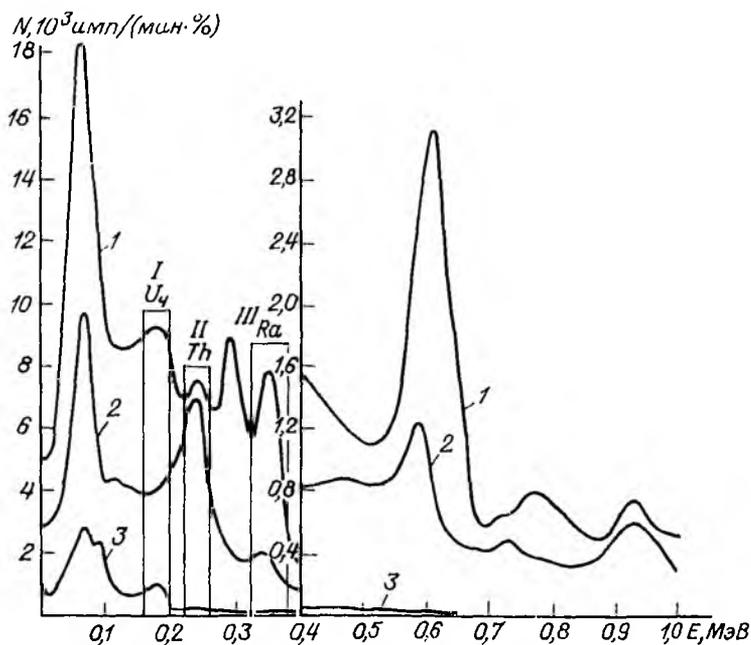


Рис. 4.2. Сцинтилляционные спектры γ -излучения равновесного U (1), Th (2), «чистого» U (3).
I, II, III — энергетические окна лабораторного γ -спектрометра.

Коэффициент эманирования пробы по радону $K_{\text{эм. пр}}$ определяют эманационным методом [см. выражение (4.41)]. Остается открытым вопрос учета эманирования порошковых проб и СО по торону. Судя по экспериментальным данным, нарастание I_{β} и I_{γ} после герметизации проб [см. формулу (4.42)] зависит от их упаковки перед измерением. Более контрастно эффект проявлен для открытых проб.

Полупроводниковая γ -спектрометрия. С помощью ППД возможны прямые и совокупные определения U, Ra, Rn, Th, K. Для этого на установке с многоканальным анализатором изучают спектр γ -излучения пробы и СО в области выделенных аналитических линий (см. табл. 4.3 и рис. 4.3) и находят площадь фотопиков этих линий S ($\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$) на фоне ниспадающего спектра или сумму импульсов (в превышении над фоном) в каналах, формирующих фотопик.

Примером прямых определений является установление содержания U по линии 63,3 или 92,5 кэВ изотопа UX_1 , всегда находящегося в равновесии с U. Расчетная формула имеет вид

$$q_U = q_{\text{CO}} (S_{\text{пр}}/S_{\text{CO}}) (M_{\text{CO}}/M_{\text{пр}}). \quad (4.13)$$

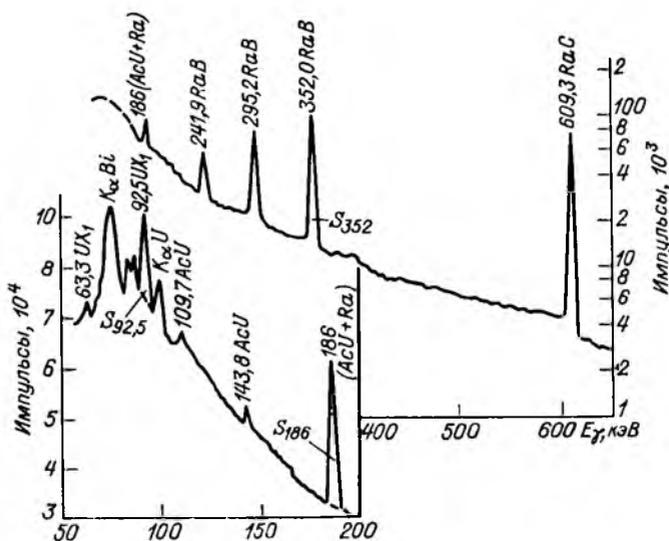


Рис. 4.3. Аппаратурный спектр урановой руды, измеренный германиевым ППД.

Цифры над пиками — энергия, кэВ.

Примером совокупных определений является нахождение Ra по линии 186,1 кэВ, вблизи которой расположена линия ^{235}U энергией 185,7 кэВ. В этом случае первоначально находят эквивалентное содержание урана $q_{\text{U экв}}$ (%) по суммарному фотопику S_{Σ} в области 186 кэВ, а затем, зная содержание U по линии 63,3 или 92,5 кэВ, определяют истинное содержание радия q_{Ra} , используя формулы

$$q_{\text{U экв}} = q_{\text{U CO}} (S_{\Sigma \text{ пр}} / S_{\Sigma \text{ CO}}) (M_{\text{CO}} / M_{\text{пр}}); \quad (4.14)$$

$$q_{\text{Ra}} = \frac{q_{\text{U экв}} - (1 - a_{\text{Ra}}) q_{\text{U 63}}}{a_{\text{Ra}}} \cdot 3,4 \cdot 10^{-7}, \quad (4.15)$$

где $a_{\text{Ra}} = 0,592 \pm 0,005$ — доля излучения Ra в суммарном фотопике равновесного урана.

Если Ra определяют по четким одиночным линиям энергией 295,2; 352,0; 609,3 кэВ, принадлежащим RaB и RaC (см. табл. 1.3), то в формуле вида (4.15) учитывают $K_{\text{эм. пр.}}$, как и в равенствах (4.8) и (4.12).

Содержание K находят по линии 1,46 МэВ. Правда, на эту линию накладывается фотопик линии 1,482 МэВ радионуклида MsTh_2 . Но ее вклад легко учитывается совокупным измерением q_{MsTh_2} по линии 0,9111 МэВ.

Определение урановых эквивалентов. Урановые эквиваленты a_{ij} характеризуют относительную удельную интенсивность излучения

Таблица 4.4. Урановые эквиваленты U_q, Ra, Th, K

Группа нукли- дов	β-эквиваленты для детекторов		γ-эквиваленты для NaI (Тl) 80 × 80 мм в энергетических окнах, МэВ					
	СТС-6	Стильбен	0,09—0,11	0,16—0,20	0,22—0,26	0,32—0,38	1,40—1,90	0,1—2,5
U _q	0,48	0,49	0,22	0,17	0,02	0,01	0,02	0,07
Ra	0,52	0,51	0,78	0,83	0,98	0,99	0,98	0,93
Th	0,19	0,19	0,40	0,38	0,65	0,20	0,20	0,39
K	6,6 · 10 ⁻⁴	6,5 · 10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	0,7 · 10 ⁻⁴	7 · 10 ⁻⁴	1,6 · 10 ⁻⁴

в энергетическом окне i радионуклида j или группы радионуклидов по сравнению с удельной интенсивностью излучения равновесного урана в идентичных условиях измерения. Их значения зависят от типа детектора и условий измерения (табл. 4.4).

Урановые эквиваленты обычно находят экспериментально — путем измерения β- и γ-излучения, с одной стороны, стандартных образцов равновесного урана с содержанием q_{U_p} , с другой — закиси-окиси («чистого») U_q, Th, K с содержанием q_{U_q} , q_{Th} , q_K . При этом выполняют с повышенной точностью несколько циклов измерения частоты импульсов I_Φ , I_{U_p} , I_{U_q} , I_{Th} , I_K в интегральном режиме или в заданных энергетических окнах i , строго соблюдая условия измерения I , регламентированные методикой анализа проб на данной установке. После этого вычисляют среднюю частоту импульсов \bar{I}_Φ и \bar{I}_j и затем удельную частоту ($c^{-1} \cdot \%^{-1}$)

$$N_j = (\bar{I}_j - \bar{I}_\Phi) / q_j. \quad (4.16)$$

Урановые эквиваленты для элементов урановой и радиевой групп по γ-излучению

$$a_{U_{\gamma i}} = (N_{\gamma i} / N_{\text{ор}\gamma i}) (M_p / M_u); \quad (4.17)$$

$$a_{R_{\gamma i}} = 1 - a_{U_{\gamma i}},$$

где M — масса препарата; $N_{\text{ор}\gamma i}$ — частота импульсов на единицу содержания равновесного урана при условии $K_{p, p} = 1$; $K_{эм} = 0$.

Значения $N_{\text{ор}\gamma i}$ вычисляют по формуле

$$N_{\text{ор}\gamma i} = N_{\gamma i} + \frac{N_{p\gamma i} - N_{\gamma i}}{K_{p, p} (1 - K_{эм})}, \quad (4.18)$$

где $N_{p\gamma i}$ — частота импульсов на единицу содержания U в реальном равновесном урановом СО с коэффициентами равновесия $K_{p, p}$ и эманирования $K_{эм}$ (массы СО равновесного и чистого U одинаковы).

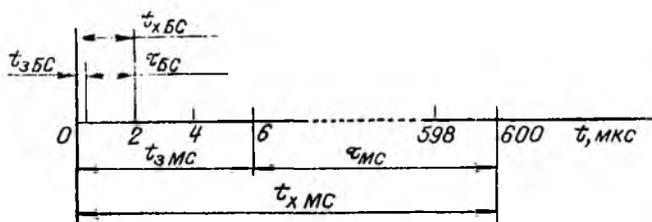


Рис. 4.4. Схема временных интервалов быстрых (BC) и медленных (MC) совпадений в приборе РМЛ-103.

$t_з$ — время задержки; $t_х$ — хронометрический интервал; τ — продолжительность регистрации.

Урановые эквиваленты для Th и K по γ -излучению

$$a_{Th\gamma i} = \frac{N_{Th\gamma i}}{N_{оп\gamma i}} \cdot \frac{M_{Ур}}{M_{Th}}; \quad (4.19)$$

$$a_{K\gamma i} = \frac{N_{K\gamma i}}{N_{оп\gamma i}} \cdot \frac{M_{Ур}}{M_K}.$$

Урановые эквиваленты по β -излучению вычисляют по аналогичным формулам, но без учета массы препаратов.

Урановый и ториевый препараты насыпают в стандартные контейнеры непосредственно перед измерением. Если СО равновесного урана был предварительно герметически закрыт в контейнере за 20—30 сут до измерений, то коэффициент $K_{эм}$ в выражении (4.18) принимают равным нулю. В этом случае обращается внимание на необходимость плотного заполнения контейнера порошком до краев перед герметизацией, с тем чтобы в контейнере не было воздушного пространства под крышкой.

Метод запаздывающих совпадений. Метод используется для отдельного определения Ra и Th в пробах низкой радиоактивности [61]. Сущность метода состоит в избирательной регистрации излучений пары последовательно превращающихся радионуклидов, из которых дочерний является короткоживущим. К таким парам относятся в первую очередь пары $RaC \xrightarrow{\beta} RaC' \xrightarrow{\alpha}$ и $ThC \xrightarrow{\beta} ThC' \xrightarrow{\alpha}$ (см. табл. 1.3). В них вслед за стартовым β -излучением RaC и ThC происходит испускание α -частицы дочерних ядер.

Для выделения парных β — α -распадов используется схема запаздывающих совпадений (рис. 4.4). В схеме после прихода β -частицы спустя время задержки $t_з$ открывается реле, разрешающее регистрацию α -частицы в течение времени $\tau = t_х - t_з$, где $t_х$ — хронометрический интервал, обычно равный от $5T$ до $10T$ дочернего нуклида. Частота парных сигналов N_p пропорциональна содержанию в пробе материнского радионуклида.

Для определения Ra по RaC регистрируют совпадения в интервале от 5—15 до 500—1500 мкс (медленные совпадения — МС), для определения Th по ThC — совпадения в интервале от 0,05—0,1 до 2—3 мкс (быстрые совпадения — БС). Однако кроме истинных совпадений в интервале времени τ регистрируются и случайные совпадения за счет β - и α -частиц элементов уранового и ториевого семейств. Частота таких сигналов $N_{сл}$ пропорциональна общей β -активности (N_{β}) и α -активности (N_{α}) и рассчитывается по формуле

$$N_{сл} = N_{\alpha} N_{\beta} \tau. \quad (4.20)$$

Случайные сигналы вычитаются из общего регистрируемого эффекта $N_{п}$ в каналах медленных и быстрых совпадений. Частота истинных парных сигналов с учетом просчета импульсов в β -канале

$$N = N_{п} / (1 - N_{\beta} \tau) - N_{\alpha} N_{\beta} \tau. \quad (4.21)$$

Содержания радия q_{Ra} и тория q_{Th} определяют путем сравнения излучения пробы и СО и вычисляют с учетом коэффициента эманирования $K_{эм}$ по формулам

$$q_{Ra} = q_{Ra\ CO} \frac{N_{МС\ пр} (1 - K_{эм\ СО})}{N_{МС\ СО} (1 - K_{эм\ пр})}; \quad (4.22)$$

$$q_{Th} = q_{Th\ СО} N_{БС\ пр} / N_{БС\ СО}.$$

Частоты импульсов $N_{МС}$ и $N_{БС}$ рассчитываются по формуле (4.21) при соответствующих значениях $N_{п}$ и τ . При расчете $N_{БС}$ дополнительно вычитается $0,015 N_{МС}$ как вклад пары RaC \rightarrow RaC'.

Значение $K_{эм}$ находят или эманационным способом, или путем двукратных измерений $N_{МС}$: спустя 2 ч после заполнения контейнера пробой и затем спустя время $t \geq 3$ сут. Расчетные формулы имеются в разделе 4.5.

Указанная методика реализована в аппаратуре РМЛ-103 (см. табл. 3.4), имеющей четыре счетных канала (альфа-, бета-, БС, МС). Регистрация запаздывающих пар осуществляется в двух интервалах времени, как показано на рис. 4.4.

4.3. Изотопный α -спектральный анализ

Метод используется на конечном этапе радиохимического анализа для изучения изотопного состава естественных радиоактивных элементов, и в первую очередь для нахождения изотопных соотношений $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{228}\text{Th}/^{230}\text{Th}$, $^{232}\text{Th}/^{230}\text{Th}$, $^{226}\text{Ra}/^{224}\text{Ra}$. Основан на регистрации спектра α -частиц, испускаемых тонкими пленками радионуклидов, выделяемых из растворов на металлической подложке.

В ходе анализа проводят: 1) химическую обработку пробы, связанную с переводением ее в раствор; 2) избирательное выделение анализируемого элемента из общей смеси в растворе, например,

с помощью катионита КУ-2 (Th), хлористого бария (Ra), аммиака (U); последующее переведение элемента из адсорбента в раствор и выделение его из раствора на металлической подложке электролитическим путем или испарением; 3) изучение спектра α -частиц изотопов моноэлементного тонкого излучающего слоя.

С помощью α -спектрометра (ППД или импульсная ионизационная камера) с многоканальным анализатором снимают α -спектрограмму (рис. 4.5), которая служит исходным материалом для нахождения изотопных отношений, равных отношению активностей N или площадей S соответствующих пиков α -спектрограммы. Так, по данным рис. 4.5 имеем

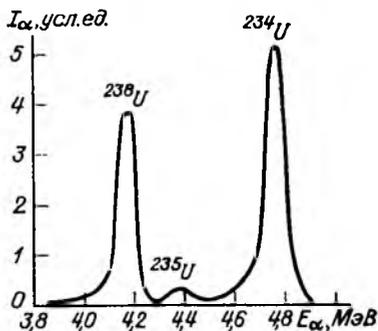


Рис. 4.5. Альфа-спектрограмма урана, выделенного электролизом из природных вод.

$${}^{234}\text{U}/{}^{238}\text{U} = S_{234}\text{U}/S_{238}\text{U} = 1,3. \quad (4.23)$$

4.4. Эманационные методы анализа

Радиоактивные газы (радон Rn, торон Tn, актинон An) тем или иным способом извлекают из твердых или жидких веществ и переводят в ионизационную или сцинтилляционную α -камеру, которая предварительно градуируется с помощью жидкого радиевого стандартного образца. По ионизационному току или частоте импульсов определяют активность эманации в камере и затем в исходной пробе. Данные об активности Rn, Tn, An используют для определения содержания долгоживущих материнских веществ — Ra, Th, Ac.

Различие периодов полураспада Rn, Tn, An (см. табл. 1.3) вызывает разные условия накопления этих изотопов и требует разной методики анализа.

Анализ по радону. Измерение Rn. Радон переводят из сосуда с пробой в α -камеру двумя способами — вакуумным или циркуляционным (рис. 4.6).

При вакуумном способе (рис. 4.6, а) из камеры 1 объемом V_k и из осушителя-пылеуловителя 2 объемом V_{oc} откачивают воздух до давления 25—60 гПа, после чего слегка открывают зажимы 7, 6, 5. Если анализируется раствор, то во избежание засасывания жидкости в камеру рекомендуется вначале открыть зажим 6, затем его закрыть и открыть зажим 7, после чего его закрыть и снова открыть зажим 6. Эту операцию повторяют 2—3 раза, затем слегка открывают все зажимы, так чтобы через жидкость в сосуде 3 про-

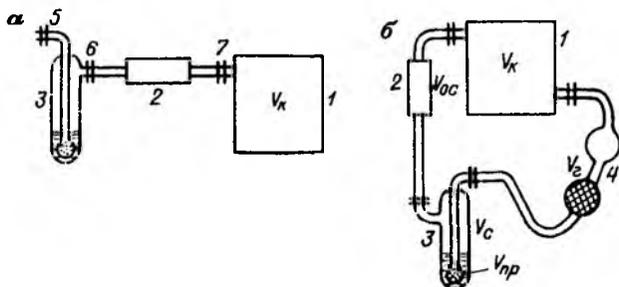


Рис. 4.6. Вакуумный (а) и циркуляционный (б) способы введения Rn в эманационную камеру.

ходило около 100 пузырьков в минуту. В конце этой операции все зажимы открывают полностью.

В замкнутой циркуляционной схеме (рис. 4.6, б) эманация из сосуда объемом V_c в течение времени τ равномерно распределяется с помощью груши 4 (V_r) по всему объему циркуляционной схемы:

$$V_{\text{общ}} = V_k + V_{\text{ос}} + V_r + V_c - V_{\text{пр}}(1 - a), \quad (4.24)$$

где a — коэффициент растворимости Rn в воде ($a = 0,35; 0,25; 0,20$ при температуре соответственно 10; 20; 30 °C) или пористость, если изучается твердое вещество.

Вакуумный способ введения Rn в камеру считается более надежным, но обязательным условием его использования являются хорошая герметичность системы и соотношение объемов $V_k/V_c \geq 10$.

В камере с Rn происходит накопление веществ А, В, С (см. раздел 1.6), что приводит к увеличению интенсивности α -излучения I во времени. Нарастание I зависит от продолжительности τ введения эманации в камеру, от формы и размера камеры, типа детектора α -излучения (табл. 4.5), поэтому наряду со значением I фиксируют интервал времени t' с момента прекращения ввода Rn в камеру. Значение τ выбирают одинаковым в процессе анализа проб и при градуировании аппаратуры. Обычно это 10 или 15 мин, а при анализе гидрохимических проб 6—7 мин. Значение t' в анализе повышенной точности принимают равным 3 ч, при изучении лито- и гидрохимических проб — от 10 мин до 3 ч.

Количество Rn в камере (в единицах активности — Бк), отнесенное к моменту введения Rn в камеру,

$$Q_k = j_{t'\tau} I t' \tau, \quad (4.25)$$

где $j_{t'\tau}$ — градуировочный коэффициент, выраженный в единицах активности [см. формулу (4.26)] на единицу величины I (деление шкалы или импульс в секунду).

Таблица 4.5. Коэффициенты нарастания I_α в ионизационной (ион) и сцинтилляционной (сц) камерах

Интервал времени t' с момента прекращения ввода Рп; мин	Значения $K_{I'} = I_{I'}/I_0$ для разной продолжительности τ (мин) введения Рп в камеру									
	0		3		6		10		15	
	ион	сц	ион	сц	ион	сц	ион	сц	ион	сц
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1	1,11	1,19	1,06	1,09	1,03	1,04	1,01	1,02	1,00	1,01
2	1,20	1,36	1,11	1,17	1,05	1,07	1,02	1,03	1,01	1,01
5	1,36	1,69	1,18	1,33	1,09	1,15	1,04	1,06	1,02	1,02
10	1,48	1,95	1,25	1,46	1,12	1,20	1,06	1,09	1,04	1,05
20	1,56	2,08	1,31	1,55	1,17	1,26	1,09	1,13	1,07	1,08
30	1,60	2,17	1,35	1,62	1,20	1,31	1,13	1,18	1,10	1,14
40	1,66	2,27	1,40	1,69	1,24	1,37	1,16	1,25	1,12	1,19
60	1,75	2,47	1,47	1,83	1,30	1,49	1,22	1,35	1,18	1,29
90	1,86	2,74	1,56	2,03	1,38	1,63	1,29	1,46	1,26	1,38
120	1,93	2,83	1,61	2,08	1,43	1,69	1,33	1,49	1,28	1,41
180	1,96	2,88	1,64	2,11	1,45	1,70	1,34	1,51	1,30	1,43
240	1,96	2,91	1,64	2,12	1,45	1,71	1,34	1,52	1,30	1,44

Градуирование эманометров. В качестве СО используют помещаемый в барботер (см. рис. 4.6) раствор соли Ra массой M_{Ra} в диапазоне $10^{-10} - 10^{-8}$ г (ЕВ-85 — $5 \cdot 10^{-8}$, ЕВ-95 — $5 \cdot 10^{-9}$, ЕВ-105 — $5 \cdot 10^{-10}$ г Ra). Барботер с раствором Ra предварительно продувают воздухом, концы барботера запаивают или закрывают зажимами, момент герметизации фиксируют на этикетке СО. Время накопления Рп берут $t \geq 3$ сут. В измерительную камеру Рп вводят в течение времени τ вакуумным или циркуляционным способом, как принято в методике анализа проб. Камеру закрывают, затем в течение 3—4 ч через каждые 1—2 мин фиксируют показания прибора, настроенного на заданную чувствительность, и строят кривую нарастания I_α во времени.

Градуировочный коэффициент $j'_{I'\tau}$ для момента времени t' после введения Рп в камеру вычисляют по следующим формулам: вакуумный способ [Бк/дел или Бк/(имп/с)]

$$j'_{I'\tau} = 3,7 \cdot 10^{10} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Ra} t'}) / I_{I'\tau}, \quad (4.26)$$

циркуляционный способ

$$j'_{I'\tau} = 3,7 \cdot 10^{10} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Ra} t'}) V_k / (V_{общ} I_{I'\tau}), \quad (4.27)$$

где $I_{I'\tau}$ — показания прибора (деления шкалы или имп/с), определяемые на графике $I(t')$ для интервала времени t' , принятого в процессе анализа проб.

Определение ^{222}Rn и ^{226}Ra в гидрохимических пробах. Для анализа на Rn отбирают 0,1—0,3 л воды в металлические или стеклянные промывалки; сосуды герметизируют и на этикетке фиксируют время отбора пробы. Воду на Ra помещают в сосуды произвольной формы, объем воды 1—3 л.

При определении Rn сосуд с пробой объемом $V_{\text{пр}}$ (л) сильно встряхивают и включают в циркуляционную схему (см. рис. 4.6, б). Продолжительность τ продувания воздуха грушей 6—7 мин. Интенсивность α -излучения $I_{t'}$ обычно измеряют спустя время $t' = 10$ мин. Объемная активность Rn в воде (Бк/л), отнесенная к моменту отбора пробы,

$$q_{\text{Rn}} = \frac{I_{t'} I_{t'}}{e^{-\lambda_{\text{Rn}} t'} V_{\text{пр}}} \cdot \frac{V_{\text{общ}}}{V_{\text{к}}}, \quad (4.28)$$

где t — интервал времени с момента отбора воды до момента измерения; это время не должно превышать 4—5 сут, так как иначе значительная доля Rn распадается и точность анализа становится невысокой.

В полевых условиях содержание Rn в высокорadioактивных водах определяют, кроме того, γ -методом [43]. Для этого водой заполняют стандартный сосуд объемом 8—12 л и в нем измеряют интенсивность γ -излучения (пА/кг). Пересчетный коэффициент при работе с радиометрами СРП-68 и при объеме сосуда 10 л — около 300 Бк/л на 1 пА/кг.

При определении Ra пробу воды объемом $V_{\text{пр}}$ (л) выпаривают до объема $V_{\text{в}}$ около 0,2 л, оставшуюся жидкость помещают в промывалку, продувают грушей, промывалку герметизируют, момент герметизации фиксируют. Спустя время $t \geq 7 \div 10$ сут сосуд с пробой включают в циркуляционную схему объемом $V_{\text{общ}}$ [см. формулу (4.24), где вместо $V_{\text{пр}}$ используют $V_{\text{в}}$] и анализ продолжают, как в предыдущем случае.

Содержание радия в воде (г/л), если градуировочный множитель выражают в единицах активности (Бк/дел),

$$q_{\text{Ra}} = \frac{I_{t'} I_{t'}}{3,7 \cdot 10^{10} (1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t'}) V_{\text{пр}}} \cdot \frac{V_{\text{общ}}}{V_{\text{к}}}. \quad (4.29)$$

Определение ^{226}Ra в растворах порошковых проб. Порошковую пробу массой M (г) переводят в раствор, объем которого составляет около 20 мл. Анализируют или этот первичный раствор, или вторичный раствор изотопов Ra, выделенных соосаждением с BaSO_4 [22].

Барботер с исследуемым раствором продувают, герметически закрывают и ставят на накопление Rn в течение времени $t \geq 3$ сут. Момент герметизации барботера фиксируют. Накопившуюся эманацию переводят в измерительную камеру обычно вакуумным способом (см. рис. 4.6, а). Интенсивность α -излучения $I_{t'}$ измеряют спустя 3 ч.

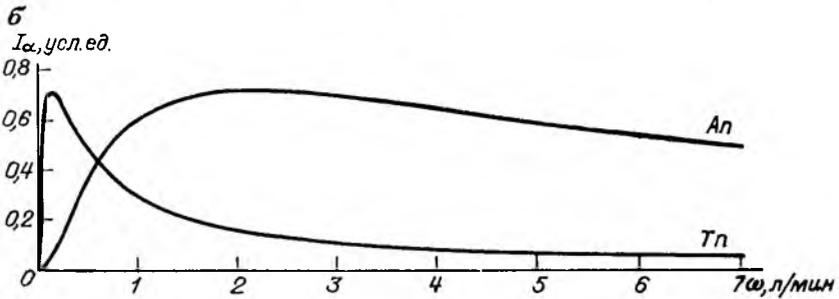
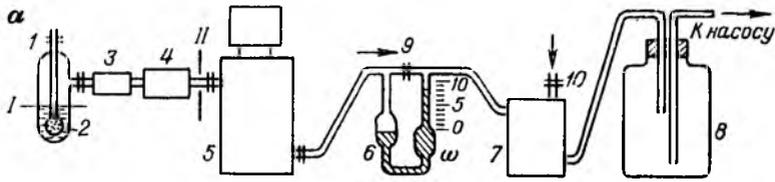


Рис. 4.7. Схема измерения $Tп$ и $Aп$ в струе воздуха (а) и графики зависимости $I_α$ от объемной скорости струи $ω$ (б).

$V_к = 0,5$ л; $V_п = 0,05$ л.

1 — сосуд с пробой; 2 — проба; 3 — осушитель-пылеуловитель; 4 — промежуточный объем; 5 — измерительная камера; 6 — реометр для измерения $ω$; 7 — сосуд для регулирования скорости $ω$; 8 — буферная бутылка; зажимы: 9 — градуировочный, 10 — регулирующий.

Содержание $R_α$ (%) в исходной порошковой пробе при вакуумном способе введения $Rп$, если градуировочный множитель $j_{i'}$ выражен в единицах активности,

$$q_{R_α} = j_{i'} I_{i'} / [3,7 \cdot 10^8 M (1 - e^{-\lambda R_{п} t'})]. \quad (4.30)$$

Анализ по торону и актинону. Измерение $Tп$ и $Aп$. Короткоживущие эманации измеряют в струе воздуха, протягиваемого с объемной скоростью $ω$ ($см^3/с$) через сосуд с пробой и через измерительную камеру (рис. 4.7, а). Обозначим $φ_0$ — поток эманации с постоянной распада $λ$ через сечение I . Тогда поток через сечение II

$$φ = φ_0 e^{-\lambda V_п / ω}, \quad (4.31)$$

где $V_п$ — промежуточный объем между сечениями I и II , $см^3$.

За время $t_ω = V_к / ω$ активность эманации в камере возрастает до значения

$$Q_ω = \int_0^{t_ω} φ e^{-\lambda t} dt = \frac{φ_0}{\lambda} [e^{-\lambda V_п / ω} - e^{-\lambda (V_к + V_п) / ω}]. \quad (4.32)$$

Далее при неизменной скорости струи $ω$ значение $Q_ω$ остается постоянным при заданных объемах $V_п$ и $V_к$.

Как следует из выражения (4.32), регистрируемое значение I_α зависит от объемной скорости струи ω (рис. 4.7, б). Оптимальная скорость струи

$$\omega_{\text{опт}} = \lambda V_k / \ln [(V_n + V_k) / V_n]. \quad (4.33)$$

Для T_n при объемах камеры 0,5; 0,7; 2,0 л и $V_n = 0,1$ л значения $\omega_{\text{опт}}$ соответственно равны около 0,2; 0,3 и 0,5 л/мин; для A_n — около 2,5; 3,5; 7 л/мин.

Разделение T_n и A_n достигается регистрацией α -излучения I_0 в струе воздуха спустя 3—4 мин с момента включения струи и I_1 спустя интервал времени $t_1 = 40$ с после прекращения струи, когда A_n практически полностью распадается.

Активность короткоживущей эманации в камере

$$Q_{Tn} = j_0 I_1 e^{\lambda T_n t_1}; \quad (4.34)$$

$$Q_{An} = j_0 (I_0 - I_1 e^{\lambda T_n t_1}), \quad (4.35)$$

где j_0 — градуировочный коэффициент при $t' \rightarrow 0$.

Чтобы устранить влияние R_n при измерении T_n и A_n , сосуды предварительно продувают в течение 5—7 мин воздухом, минуя измерительную камеру. Отсутствие R_n периодически проверяют путем регистрации I_2 спустя время $t_2 = 10$ мин. При отсутствии R_n значение $I_2 = I_\phi$.

Кроме того, раздельное определение T_n и A_n можно выполнять двух- или трехканальным эманометром, регистрирующим запаздывающие совпадения импульсов, возникающих за счет α -частиц A_n и AcA (актиноновый канал) и T_n и ThA (тороновый канал). Хронометрические интервалы (см. раздел 4.2) регистрации запаздывающих совпадений в этих каналах составляют около $5T$ дочерних радионуклидов (см. табл. 1.3).

О п р е д е л е н и е ^{224}Ra (ThX) и ^{223}Ra (AcX) в растворах порошковых проб. Барботер с раствором продувают до полного удаления R_n . Содержание ThX находят путем измерения T_n в струе воздуха (см. рис. 4.7, а) с оптимальной для T_n объемной скоростью $\omega_{\text{опт}} = 3 \div 4 \text{ см}^3/\text{с}$ (при $V_k = 0,5$ л). Последовательно измеряют в одинаковых условиях значения I_α фона (барботер с дистиллированной водой), пробы и CO с массой растворенного равновесного Th равной $Q_{ThCO} = 10^{-3} \div 10^{-2}$ г. Влияние A_n устраняют введением промежуточного объема V_n около $100\text{—}120 \text{ см}^3$ ($\geq 30 \omega$). Показания прибора фиксируют через 3—4 мин после включения струи воздуха.

Содержание ThX в исходной порошковой пробе (% равновесного Th)

$$q_{Th} = Q_{ThCO} \frac{I_{пр} - I_\phi}{I_{CO} - I_\phi} \cdot \frac{100}{M_{пр}}, \quad (4.36)$$

где $M_{пр}$ — масса растворенной навески пробы, г.

Когда анализируется раствор, полученный после соосаждения изотопов Ra хлористым барием, то

$$q_{\text{Th}} = Q_{\text{ThCO}} \frac{I_{\text{пр}} - I_{\text{ф}}}{I_{\text{CO}} - I_{\text{ф}}} \cdot \frac{100}{M e^{-\lambda_{\text{ThX}} t}}, \quad (4.37)$$

где t — время между моментами осаждения Ra и измерением пробы.

Используя стандартный образец соли Ac или Pa и обеспечивая оптимальную скорость струи для Ap [см. формулу (4.33)], аналогичным путем находят содержание AcX (% равновесного Ac или Pa). При аномальном содержании ThX в растворе пробы актиновою составляющую определяют по формуле, аналогичной (4.35).

4.5. Определение коэффициента эманирования порошковых и штучных проб

Эманирование — процесс выделения эманации: Rn, Tn, An. Коэффициент эманирования $K_{\text{эм}}$ равен отношению количества свободной эманации Q_1 , выделяемого твердым веществом единичной массы за время, достаточное для установления радиоактивного равновесия, к количеству эманации Q_2 , равновесному соответствующему изотопу Ra в этом веществе.

Как следует из определения,

$$K_{\text{эм}} = Q_1/Q_2. \quad (4.38)$$

Значения $K_{\text{эм}}$ зависят от степени дробления руды, от влажности и температуры внешней среды, поэтому условия изучения $K_{\text{эм}}$ должны соответствовать условиям анализа проб по α -, β -, γ -излучению.

Определение $K_{\text{эм}}$ по Rn. Коэффициент эманирования по Rn определяют эманационным методом и γ -методом.

Эманационный метод. Порошковую или штучную пробу массой M от 5 до 40 г объемом $V_{\text{пр}}$ помещают в стеклянную трубку или в сосуд с двумя закрывающимися входами типа барботера (см. рис. 4.6). Сосуд продувают и герметизируют на время $t \geq 3$ сут для накопления свободного Rn. Затем собирают циркуляционную схему (см. рис. 4.6, б) общим объемом $V_{\text{общ}}$, определяют $Q_{\text{Rn}t}$, как указано в разделе 4.4, и по этим данным вычисляют равновесное количество свободной эманации (в единицах активности — Бк):

$$Q_1 = \frac{Q_{\text{Rn}t}}{M(1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t})} = \frac{j t' I t'}{M(1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t'})} \cdot \frac{V_{\text{общ}}}{V_{\text{к}}}. \quad (4.39)$$

В процессе продувания воздуха в циркуляционной системе сосудов с пробой периодически встряхивают. Продолжительность продувания $\tau = 10$ мин. Показания прибора регистрируют спустя время $t' = 3$ ч после прекращения циркуляции.

Количество равновесной эманации (в единицах активности — Бк) в 1 г вещества с массовой долей радия q_{Ra} (%) составляет

$$Q_2 = 3,7 \cdot 10^8 q_{Ra}. \quad (4.40)$$

В итоге $K_{эм}$ вычисляют по формуле (4.38), используя выражения (4.39) и (4.40). Если q_{Ra} находят радиометрическим методом [см. равенства (4.8) и (4.12)], то расчетная формула имеет вид

$$K_{эм} = \frac{\eta}{1 + \eta}; \quad (4.41)$$

$$\eta = \frac{i_t' I_t' V_{общ}}{3,7 \cdot 10^8 q_{Rn} M (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}) \cdot 3,4 \cdot 10^{-7} V_k};$$

$q_{Rn} = A_{Ra} q_{\gamma} - (A_{Ra} - 1) q_{\beta}$ — см. равенство (4.8).

При изучении эманирования твердых веществ в жидкие среды препарат выдерживают в жидкости несколько часов, после чего сосуд продувают, герметизируют и ставят на накопление Rn . Для руд с растворимыми соединениями U после определения Q_1 устанавливают наличие в жидкости растворенного Ra (см. раздел 4.4). Поправку на растворенный Ra вводят расчетным путем.

Последовательность изучения $K_{эм}$ штучных проб включает следующие операции: 1) накопление Rn ; 2) измерение активности выделившейся эманации Q_1 ; 3) дробление штучки до порошка; 4) определение содержания Ra в порошковой пробе по методике, описанной в разделе 4.2, включая нахождение $K_{эм}$ порошковой пробы; 5) расчет $K_{эм}$ штучки по формуле (4.38).

Гамма-метод. Используется для исследования урановых руд без Th . Порошковую пробу насыпают до краев в фигурный герметически закрывающийся контейнер, уплотняют и спустя 2—3 ч после герметизации сравнением с урановым SO находят по γ -излучению $q_{\gamma 0}$ [см. формулу (4.1)]. Эту же операцию повторяют спустя $t = 10 \div 15$ сут и получают $q_{\gamma t}$. Коэффициент эманирования вычисляют по формуле

$$K_{эм} = (q_{\gamma t} - q_{\gamma 0}) / (q_{\gamma t} - q_{\gamma 0} e^{-\lambda_{Rn} t}). \quad (4.42)$$

Последнее выражение получается из уравнения баланса количества Rn спустя время t после герметизации пробы:

$$Q_{Rn} t = Q_{Rn 0} e^{-\lambda_{Rn} t} + Q_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}) = Q_{Rn 0} e^{-\lambda_{Rn} t} + [Q_{Rn 0} / (1 - K_{эм})] (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}). \quad (4.43)$$

Здесь первый член характеризует распад связанного Rn , второй — накопление Rn из Ra за время t .

При изучении $K_{эм}$ штучных проб воздушные промежутки в контейнере со штучкой заполняют веществом низкой радиоактивности.

Определение $K_{эм}$ по Tn и Ap . Простейшим способом нахождения $K_{эм}$ короткоживущих эманаций является последовательное

измерение в оптимальных одинаковых условиях в струе воздуха (рис. 4.7, а) пробы и СО с известным коэффициентом $K_{эмjCO}$, где j — индекс изотопа. При равных массах пробы и СО коэффициент эманирования

$$K_{эмjпр} = K_{эмjCO} \frac{I_{прj} - I_{ф}}{I_{COj} - I_{ф}} \frac{q_{COj}}{q_{прj}}, \quad (4.44)$$

где $q_{прj}$ — содержание Th ($K_{эм}$ по Tп) или U ($K_{эм}$ по Ап) в анализируемой пробе.

Другие способы определения $K_{эм}$ по Tп и Ап имеются в работе [58].

Глава 5

КОНТРОЛЬ И ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ АНАЛИЗА

Материал этой главы базируется на требованиях к контролю и точности анализа минерального сырья, установленных Научным Советом по аналитическим методам (НСАМ). Указанные здесь параметры контроля с определенными ограничениями могут быть распространены на результаты γ -спектральных съемок и каротажа.

5.1. Организация контроля

В соответствии со стадиями аналитического процесса выделяют:

- 1) входной контроль, оценивающий соблюдение требований к приемке, хранению и подготовке проб к анализу;
- 2) операционный контроль, обеспечивающий правильность выбора аппаратуры и методики анализа, соблюдение объема и последовательности контрольных операций;
- 3) приемочный контроль, являющийся заключительной стадией аналитических работ перед отправкой результатов заказчику и позволяющий оценить точность аналитических данных, выявить возможный брак в анализах отдельных партий проб.

Различают два вида приемочного контроля: внутрилабораторный и внешний лабораторный контроль. В задачу внутрилабораторного входит изучение сходимости (ГОСТ 16263—70) результатов на основе оценки случайной погрешности, в задачу внешнего лабораторного — изучение правильности анализа на основе оценки систематической погрешности.

Внутрилабораторный контроль. Объектом внутреннего контроля является анализируемая повторно выборка из партии проб, принадлежащих одному геологическому объекту и характеризующихся близким химическим и минералогическим составом, а также набором факторов, влияющих на точность анализа. Объем выборки n зависит от объема партии проб N (табл. 5.1). В период освоения

Таблица 5.1. Объем выборки и приемочные числа внутрилабораторного контроля

Объем партии N, число проб	Контрольная выборка n, число проб	Приемочные числа		Объем партии N, число проб	Контрольная выборка n, число проб	Приемочные числа	
		А	Б			А	Б
2—8	2	0	0	91—150	20	3	2
9—15	3	0	0	151—280	32	5	3
16—25	5	0	0	281—500	50	7	5
26—50	8	1	0	501—1200	80	10	8
51—90	13	2	1	1201—3200	125	14	12

Примечание. А — нормальный контроль; Б — жесткий контроль, его применяют в тех случаях, когда нормальный контроль не обеспечивает требуемой точности анализа.

новых методик или новых объектов анализа увеличивают объем контрольной выборки на одну ступень; для хорошо освоенного метода этот параметр на ступень уменьшают.

Пробы контрольной выборки выдают на повторный анализ обязательно в шифрованном виде и по возможности другому исполнителю. Контрольные анализы выполняют тем же методом (основным) и по той же методике, какие использовались при первичных измерениях.

Внутри лаборатории возможна также предварительная оценка правильности анализа. Для этого в отдельные партии проб включают в шифрованном виде два-три стандартных (СО) или контрольных (КО) образца с известным содержанием анализируемых элементов, прошедших предварительное сравнение по методике удельной частоты импульсов [см. выражение (4.4)]. Целесообразны также многократные измерения отдельных СО и КО. По этим данным можно судить как о случайной, так и о систематической погрешности.

Внешний лабораторный контроль. Внешний контроль проводят в контролирующей лаборатории путем повторного анализа выборки дубликатов проб, подвергавшихся первичному анализу в проверяемой (основной) лаборатории. Перечень контролируемых лабораторий утверждает Мингео СССР. Анализы лабораторий полевых партий и экспедиций проверяют центральные лаборатории по подчинению.

Партия проб, направляемая на внешний контроль, формируется из близких по составу проб, группируемых по интервалам содержания определяемого элемента (см. табл. 5.2). Число проб достигает 10 % от общего объема, но не менее 8 и не более 40 шт. на каждый интервал. Все проверяемые пробы перед отправкой подвергают внутрилабораторному контролю. В документации указывают результаты и основного и повторного анализа.

Контролирующая лаборатория выполняет анализы по внешнему контролю наиболее надежными, освоенными и проверенными методами, привлекая для этого наиболее квалифицированных исполнителей. Для методов, основанных на регистрации излучения, в качестве контрольных предпочитают использовать прямые методы анализа: химический на U и Th, радиохимический на Ra и Th, пламенную фотометрию на K. Все контрольные анализы подвергают 100 %-ному шифрованному внутреннему контролю.

По данным двукратных анализов и в основной и в контролирующей лаборатории оценивают наличие систематического расхождения между средними результатами, полученными основной и контролирующей лабораториями. Так как класс основной и проверяющей лабораторий нередко одинаковый, целесообразен периодический межлабораторный контроль. Для этого 15—20 представительных проб направляют в три-пять лабораторий, имеющих функции контроля.

В крупных лабораториях вводится система управления качеством аналитических работ, позволяющая благодаря научной организации труда снизить объем контроля и затраты на него, обеспечивая высокое качество анализов и стабильность контролируемых параметров.

5.2. Погрешности анализа и критерии качества аналитических работ

Случайная погрешность. Значение случайной погрешности отдельного анализа оценивают по следующим параметрам внутрилабораторного контроля:

1) по относительному расхождению, размаху (%) между основным q_1 и повторным q_2 результатами:

$$\Pi = \frac{|q_1 - q_2|}{q_1 + q_2} \cdot 200; \quad (5.1)$$

2) по относительному среднему квадратическому отклонению *

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \right)_i^2} \cdot 100; \quad (5.2)$$

* Абсолютные средние квадратическая σ и арифметическая θ погрешности рассчитываются по формулам:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n (q_1 - q_2)_i^2}; \quad (5.4)$$

$$\theta = \frac{1}{n \sqrt{2}} \sum_{i=1}^n |q_1 - q_2|_i.$$

Для большого числа сопоставлений

$$\sigma = 1,25\theta. \quad (5.5)$$

Таблица 5.2. Допустимые размах D и квадратическое отклонение δ_D внутрилабораторного контроля

Интервал содержания, %	D , % отн.			δ_D , % отн.		
	U	Th	K ₂ O	U	Th	K ₂ O
10—19,99	—	—	10	—	—	3,5
5—9,99	—	—	15	—	—	5,4
2—4,99	—	—	21	—	—	8,0
1—1,99	7,0	9,5	27	2,5	3,4	10
0,5—0,99	9,0	12	36	3,2	4,3	12,5
0,2—0,499	10	14	46	3,5	5,0	16,5
0,1—0,199	13	17	56	4,6	6,0	20
0,05—0,099	16	21	66	5,7	7,5	23
0,02—0,049	19	26	78	6,8	9,0	28
0,01—0,019	25	33	83	9,0	11	30
0,005—0,0099	33	42	83	12	15	30
0,002—0,0049	40	52	—	14	18,5	—
0,001—0,0019	45	66	—	16	24	—
0,0005—0,00099	50	83	—	18	30	—

Примечание. Для любых содержаний $q < 0,0005$ % значения $D = 83$ %, $\delta_D = 30$ %.

3) по относительному среднему арифметическому расхождению

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^n |q_1 - q_2|_i}{\sum_{i=1}^n (q_1 + q_2)_i} \cdot 200, \quad (5.3)$$

где n — число повторных равноточных определений элемента в одном классе содержаний.

Параметр Π вычисляют для каждой пробы в выборке, параметры δ и η — по каждому из классов содержаний (табл. 5.2).

Допустимые инструкцией НСАМ [39] расхождения D между первичными и повторными данными внутрилабораторного контроля и допустимые квадратические отклонения δ_D (с 95 %-ной вероятностью) приведены в табл. 5.2. Результаты анализа проб считаются удовлетворительными и передаются заказчику, если в выборке n число проб, для которых

$$\Pi > Dm, \quad (5.6)$$

не превышает приемочного числа A при нормальном контроле и числа B при жестком контроле (см. табл. 5.1).

Условие приема партии проб по второму параметру:

$$\delta \leq \delta_D m, \quad (5.7)$$

где m — коэффициент, учитывающий категорию анализа (табл. 5.3).

Т а б л и ц а 5.3. Классификация методов анализа

Категория анализа	Наименование анализа	Назначение анализа	Коэффициент к допуску m
I	Особо точный	Арбитраж, анализ СО и КО	0,33
III	Рядовой	Разведка, подсчет запасов	1,0
IV	Рядовой с пониженными требованиями к точности	Текущий контроль технологических процессов	2
V	Особо точный для геохимических проб	Определение редких и рассеянных элементов с близкларковыми содержаниями	0,5
VI	Рядовой для проб с низким содержанием определяемых компонентов	Изучение литохимических потоков и ореолов рассеяния	2

Данные табл. 5.2 установлены на основе большого опыта выполнения анализов минерального сырья с применением современных передовых методик; эти данные отражают имеющийся технический уровень аналитических работ в системе Мингео СССР; они периодически пересматриваются и уточняются.

Допуски по параметру η касаются рудных концентраций элементов при подсчете запасов.

Случайную погрешность при многократных измерениях одной пробы или СО вычисляют по формулам (3.43) — (3.45).

Систематическая погрешность. Значение систематической погрешности оценивают по разности между средними арифметическими содержаниями элемента, полученными при анализе выборки из партии проб в основной и контролирующей лабораториях. Для этого осредняют результаты парных измерений в каждой из лабораторий (см. раздел 5.1) и затем для каждого интервала концентраций q (см. табл. 5.2) находят средние арифметические содержания радионуклида:

в основной лаборатории

$$\bar{q}_o = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n q_{oi}, \quad (5.8)$$

в контролирующей лаборатории

$$\bar{q}_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n q_{ki}, \quad (5.9)$$

где n — число проб внутри интервала содержаний.

После этого вычисляют разность

$$\bar{d} = \bar{q}_o - \bar{q}_k \quad (5.10)$$

или ее относительную величину (%)

$$\bar{d}_{\text{отн}} = 100\bar{d}/\bar{q}_{\Sigma}, \quad (5.11)$$

где \bar{q}_{Σ} — среднее содержание радионуклида по интервалу, полученное из всех четырех определений в основной и контролирующей лабораториях.

Анализ статистической значимости отличия от нуля параметров \bar{d} и $\bar{d}_{\text{отн}}$ проводят с помощью двухвыборочного критерия Стьюдента.

При наличии систематических расхождений между данными основной и контролирующей лабораторий выясняют причины различия и устраняют их путем совершенствования методики анализа. О расхождениях уведомляют заказчика и вместе с ним решают вопрос о необходимости повторного анализа партии проб, из которой взята контрольная выборка, или принимают решение о введении поправочного коэффициента k в результаты основной лаборатории; например:

$$q_{\text{испр}} = kq_{oi} = q_{oi}\bar{q}_k/\bar{q}_o. \quad (5.12)$$

Если причину систематических расхождений результатов сразу установить не удастся, вопрос передают в арбитражную организацию, занимающуюся разработкой методики и контролем аналитических исследований.

Раздел третий

ПОЛЕВЫЕ ПОИСКОВЫЕ МЕТОДЫ

Радиометрические методы, применяемые при поисках радиоактивных элементов и парагенетически или пространственно связанных с ними нерадиоактивных полезных ископаемых, можно разбить на три группы: 1) методы поисков по излучению; 2) эманационные методы; 3) методы поисков, основанные на различных проявлениях радиоактивного распада.

Первая группа методов имеет преобладающее значение. В нее включаются воздушные, автомобильные, пешеходные, глубинные и подводные модификации γ -съемок, используемые на всех стадиях и подстадиях поисково-съёмочного процесса. Вторую группу — эманационные методы — применяют главным образом на стадиях поисков и поисково-оценочных работ. Методы третьей группы — радиационных дефектов и радиогенных изотопов Pb — играют основную роль при оценке радиометрических аномалий на стадиях поисков и поисково-оценочных работ.

Глава 6

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛЕВЫХ СЪЕМОК

Ниже обсуждается выбор сети радиометрических наблюдений на разных стадиях геологоразведочного процесса и оценивается вероятность обнаружения искомых объектов заданной сетью. Материал относится ко всем видам радиометрических съемок и потому выделен в самостоятельную главу.

6.1. Стадии и масштабы поисково-съёмочных работ

Поисково-съёмочные работы проводят с постепенным сужением изучаемой территории и с увеличением детальности ее исследования. Выделяют четыре стадии поисково-съёмочных работ. Две первые охватывают геологические съемки с общими поисками, две другие — поиски и поисково-оценочные работы (табл. 6.1).

Т а б л и ц а 6.1. Стадии поисково-съёмочных работ и сеть радиометрических

Стадия	Задачи	Объект поисков
I. Региональное геологическое изучение территории СССР	Составление госгеокарт масштаба 1 : 200 000. Создание модели строения земной коры. Геологические и геофизические съёмки. Выделение площадей под детальную геологическую съёмку и общие поиски. Прогнозные ресурсы категории P_3 для перспективных геологических структур	U, Th, TR, Ti в россыпях с монацитом
II. Геологические и геофизические съёмки масштаба 1 : 50 000 (1 : 25 000) с общими поисками	Составление детальных госгеокарт масштаба 1 : 50 000. Выделение перспективных геологических структур, прогнозных бассейнов, рудных поясов, выявление общих закономерностей размещения полезных ископаемых. Выделение площадей под поисковые и поисково-оценочные работы. Прогнозные ресурсы категории P_2	U, Th, K, Nb, Ta, TR, V, Mo, Au, Sn, W, Hg, каолиниты, бокситы, фосфориты, алмазы
III. Поисковые работы	Оценка перспектив исследованной площади с определением прогнозных ресурсов категории P_2 , с выделением проявлений минерального сырья, заслуживающих дальнейшей оценки	То же
IV. Поисково-оценочные работы	Оценка возможного промышленного значения выявленного рудного проявления, составление технико-экономических соображений (ТЭС) о практической ценности выявленного объекта. При положительных выводах ТЭС объект передается под предварительную разведку. Прогнозная оценка ресурсов категории P_1 (на отдельных участках подсчет запасов категории C_2)	U, Th, K, TR, Ta, Nb, бокситы, фосфориты

наблюдений

Радиометрическая съемка	Масштаб	Геологическое строение	Плотность наблюдений на 1 км ²	
			Протяженность маршрута, км	Расстояние между точками, м
Воздушная и пешеходная гамма-съемка	1 : 200 000	Простое	0,4	200—100
		Среднее	0,5	
	1 : 100 000	Сложное	0,6	100—50
		Простое	0,8	
	Среднее	1,0		
		Сложное	1,2	
Воздушная, автомобильная, пешеходная, глубинная, подводная гамма-съемка, эманацонная съемка	1 : 50 000	Простое	1,6	60—40
		Среднее	2,0	
	1 : 25 000	Сложное	2,4	40—25
		Простое	3,2	
	Среднее	4,0		
		Сложное	4,8	
Автомобильная, пешеходная, глубинная, подводная гамма-съемка, эманацонная съемка, методы радиогенных изотопов Рb, радиационных дефектов	1 : 10 000	Простое	8	25—15
		Среднее	10	
	1 : 5000	Сложное	12	15—10
		Простое	16	
	Среднее	20		
		Сложное	24	
Пешеходная, глубинная гамма-съемка, эманацонная съемка, гаммакаротаж, радиометрическое опробование	1 : 5000	—	20	15—10
	1 : 2000	—	50	5—3
	1 : 1000	—	100	2

Радиометрические исследования проводят на всех стадиях и подстадиях поисково-съёмочных работ, причем объектами изучения являются не только радиоактивные руды, но и другие полезные ископаемые, имеющие постоянную или частую парагенетическую связь с естественными радионуклидами. В целях массовых поисков урановых руд радиометрическими измерениями сопровождаются все виды геологических съёмок на любое полезное ископаемое.

Виды радиометрических работ на разных стадиях приведены в табл. 6.1. За основной параметр сети принята протяженность маршрута на 1 км² площади. Значения этого параметра выбраны в соответствии с требованиями к плотности маршрутов и профилей геологических съёмок с учетом сложности геологического строения. Указанные расстояния между точками наблюдения являются ориентировочными, они могут корректироваться в зависимости от размера рудных тел, строения вторичных ореолов рассеяния над ними, порога чувствительности измерительной аппаратуры. В связи с этим возникает вопрос о расчете ожидаемых радиометрических аномалий над типовыми геологическими объектами (см. главы 7, 14) и об ориентировочной оценке вероятности обнаружения этих объектов выбранными аппаратурой и сетью наблюдений.

6.2. Способы приближенной оценки вероятности пересечения объекта сетью наблюдений при первичных и повторных поисках

Целью подобных исследований являются:

- 1) выполнение расчетов по обоснованию масштаба съёмки и размеров сети наблюдений;
- 2) ориентировочная оценка средних приращений вероятности обнаружения искомых объектов при повторных съёмках;
- 3) оценка эффективности уже проведенных поисково-съёмочных работ.

Решение задачи сводится к нахождению геометрической вероятности пересечения плоских фигур, имеющих простую или сложную форму, сетью из прямых параллельных линий с расстоянием d между ними, что соответствует условиям проведения воздушных, автомобильных, подводных съёмок, или сетью дискретных наблюдений, что отвечает условиям проведения пешеходной и глубинной радиометрических съёмок.

Размеры и размещение объектов выбирают или по аналогии с уже имеющимися планами аномалий на соседних площадях со сходным геологическим строением, или исходя из размеров гипотетических рудных тел, представляющих практический интерес. Оценку эффективности ранее выполненных работ проводят на основе имеющихся планов и карт радиометрических аномалий, связанных с урановой минерализацией.

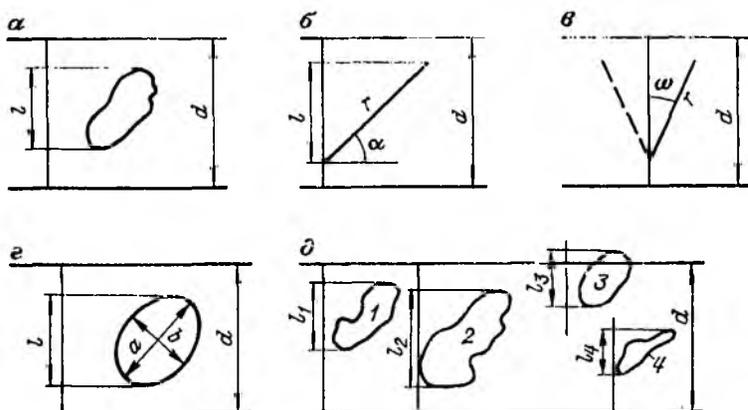


Рис. 6.1. Различные случаи пересечения поисковых объектов сетью непрерывных наблюдений.

Рудные тела: а — одиночное произвольной формы; б, в — иглообразные; г — эллиптическое; д — группа тел произвольной формы.

Сеть непрерывных наблюдений по параллельным равноотстоящим линиям. Вероятность P геометрического пересечения фигуры любой формы сетью с расстоянием d между профилями [53]

$$P = l/d, \quad (6.1)$$

где l — проекция фигуры на перпендикуляр к двум соседним профилям (рис. 6.1, а). Ниже рассмотрено несколько конкретных случаев определения P для фигур разной формы.

С л у ч а й 1. Рудное тело иглообразной формы длиной r ; направление его простирания или не определено относительно направления сети (рис. 6.1, б), или находится в пределах угла $\pm \omega$ (рад) (рис. 6.1, в).

Для условий рис. 6.1, б

$$P = \frac{1}{d\pi/2} \int_0^{\pi/2} r \sin \alpha \, d\alpha = \frac{2r}{\pi d}. \quad (6.2)$$

Для условий рис. 6.1, в

$$P = \frac{1}{d\omega} \int_0^{\omega} r \cos \beta \, d\beta = \frac{r}{d} \frac{\sin \omega}{\omega}. \quad (6.3)$$

Выражения (6.1) — (6.3) свидетельствуют о том, что наиболее выгодное направление сети непрерывных наблюдений — это вкрест простирания рудных тел и рудоконтролирующих структур, однако изменения угла α (см. рис. 6.1, б) от 90° до 60° мало изменяет вероятность обнаружения объекта.

С л у ч а й 2. Искомый объект в форме эллипса с осями a и b ; направление простирания длинной оси объекта не определено относительно направления сети (рис. 6.1, г).

Средняя вероятность пересечения эллипса сетью

$$P = [2a/(\pi d)] E(k, \pi/2), \quad (6.4)$$

где $E(k, \pi/2)$ — эллиптический интеграл второго рода; $k = \sqrt{a^2 - b^2}/a$ — эксцентриситет эллипса.

С л у ч а й 3. Рудный объект проявлен в виде группы из n независимых аномалий (рис. 6.1, д). По принятому условию, достаточно пересечения сетью наблюдений хотя бы одной фигуры, чтобы считать обнаруженной всю группу.

Вероятность нахождения группы первичными поисками

$$P = 1 - \prod_{i=1}^n (1 - P_{i1}), \quad (6.5)$$

где $P_{i1} = l_i/d_1$ — вероятность пересечения i -го тела сетью прямых маршрутов с расстоянием d_1 между ними.

Приращение вероятности в результате повторных поисков с расстоянием d_2 между профилями

$$\Delta P = \prod_{i=1}^n (1 - P_{i1}) - \prod_{i=1}^n (1 - P_{i1} - \Delta P_{i2}), \quad (6.6)$$

где $\prod_{i=1}^n (1 - P_{i1})$ — вероятность того, что группа из n аномалий не будет найдена первичной сетью; $\prod_{i=1}^n (1 - P_{i1} - \Delta P_{i2})$ — вероятность того, что аномальная группа не обнаруживается ни первичной, ни повторной сетью;

$$\Delta P_{i2} = (1 - P_{i1}) P_{i2}, \quad (6.7)$$

здесь P_{i2} — вероятность обнаружения аномалии вторичной сетью с расстоянием между маршрутами d_2 .

Сеть дискретных наблюдений по параллельным линиям. Искомый объект представляет собой группу плоских фигур произвольной формы. Сеть состоит из точек пересечения двух систем параллельных линий с азимутами A_1 и A_2 и с расстояниями между соседними прямыми d_1 и d_2 (рис. 6.2). Ячейка сети — параллелограмм (в частном случае — прямоугольник). Необходимо оценить вероятность $P_{>m}$ по крайней мере m -кратного пересечения объекта поисков сетью наблюдений и математическое ожидание M числа точек пересечения.

Решение задачи дано О. Г. Семеновой. Фиксируется любое взаимное положение сети и группы фигур. Выделяется базисная ячейка $OO_1O_2O_3$ — базисный параллелограмм БП. В одном БП площадью $S_{\text{БП}}$ размещают по частям все фигуры искомого объекта, сохраняя их относительное положение в ячейке. Если некоторая точка внутри БП перекрывается m частями разных фигур или од-

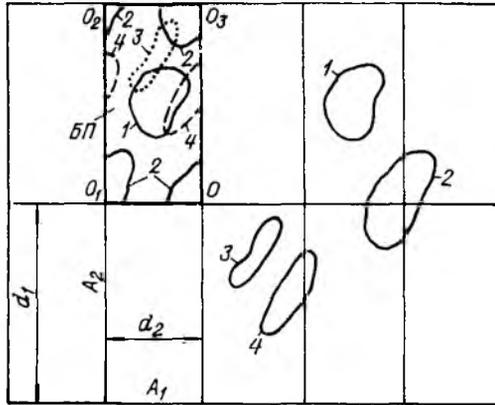


Рис. 6.2. К определению вероятности P пересечения группы тел прямоугольной сетью точек.
 $P_1 = 0,5$; $P_2 = 0,05$; $M = 0,6$.

ной фигуры группы, то это соответствует случаю m -кратного пересечения объекта. Вероятность m -кратного пересечения

$$P_m = S_m / S_{\text{БП}}, \quad (6.8)$$

где S_m — суммарная площадь участков в БП, точки которых определяют случаи m -кратного пересечения.

Математическое ожидание числа пересечений

$$M = \sum_{m=1}^{m_{\max}} m P_m. \quad (6.9)$$

В расчетах на ЭВМ фигуры произвольной формы заменяют совокупностью вписанных в них многоугольников, вершины которых задаются координатами.

6.3. Оценка вероятного резерва вновь открываемых месторождений

Основную сырьевую базу составляют крупные и уникальные месторождения, число которых относительно невелико. По В. И. Красникову [30], выявленные поисковыми съемками крупные, средние и мелкие месторождения имеют следующее соотношение: по числу $n_{\text{кр}} : n_{\text{ср}} : n_{\text{м}} = 1 : 3,3 : 10$, по суммарным запасам $S_{\text{кр}} : S_{\text{ср}} : S_{\text{м}} = 7,2 : 2,9 : 1$.

Месторождения полезных ископаемых, формирующиеся в сходных геолого-геохимических условиях, как геометрические объекты характеризуются некоторой вероятностью обнаружения P . Из равенств (6.1) — (6.8) следует, что вероятности выявления месторождений разного класса образуют неравенство

$$P_{\text{кр}} > P_{\text{ср}} > P_{\text{м}}.$$

Именно этим объясняется тот факт, что в открытых и полузакрытых районах крупные месторождения находят с относительно высокой вероятностью при первичных поисках в масштабах 1 : 50 000, 1 : 100 000.

Дальнейшее сгущение сети и усиление тщательности поисков на ограниченных площадях увеличивают в первую очередь вероятность обнаружения средних и мелких месторождений и непромышленных рудопроявлений. В связи с этим при организации поисковых работ на больших площадях полезно иметь представление о вероятных резервах неоткрытого оруденения. Для оценки резервов используем схему расчета, предложенную А. П. Солововым [53].

Если n_j — число выявленных в крупном регионе месторождений класса j ; P_j — вероятность обнаружения объектов этого класса поисковой сетью, то действительное число месторождений на этой территории

$$N_j = n_j / P_j. \quad (6.10)$$

Тогда соотношение чисел действительно имеющих в регионе крупных, средних и мелких месторождений принимает вид

$$N_{кр} : N_{ср} : N_{м} = (n_{кр} / P_{кр}) : (n_{ср} / P_{ср}) : (n_{м} / P_{м}). \quad (6.11)$$

Значения P_j могут быть получены расчетным путем (см. раздел 6.2) исходя из размеров поисковой сети и картины физического поля (γ -поля, эманионного и т. д.) или поля рассеяния типового объекта класса j на уровне опоскования.

В работе [53] вместо значений P_j использованы соотношения между вероятностями обнаружения для объектов разного класса с кратностью объема горной массы 10. Для них, переходя к линейным размерам, получаем

$$P_{кр} : P_{ср} : P_{м} = 1 : \left(1/\sqrt[3]{10}\right) : \left(1/\sqrt[3]{100}\right) = 1 : 0,46 : 0,21. \quad (6.12)$$

На основе этих чисел и равенства (6.10) А. П. Солововым с учетом данных В. И. Красникова получена следующая вероятная картина распределения действительно имеющих в крупном регионе месторождений по классам:

$$N_{кр} : N_{ср} : N_{м} = 1 : (3,3/0,46) : (10/0,21) \approx 1 : 7 : 48 \approx 7^0 : 7^1 : 7^2, \quad (6.13)$$

а с учетом экстраполяции этой зависимости на непромышленные рудопроявления

$$N_{кр} : N_{ср} : N_{м} : N_{р} \approx 1 : 7 : 49 : 343. \quad (6.14)$$

Конечно, приведенные числа отражают лишь общую закономерность распределения рудных проявлений в крупном регионе и могут быть иными в конкретной геологической обстановке. Од-

нако эти данные предостерегают от чрезмерного увлечения детальными поисками на малых площадях, особенно во вновь осваиваемых регионах.

ЗА. МЕТОДЫ ПОИСКОВ ПО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЮ

Гамма-методы являются основными радиометрическими методами поисков месторождений полезных ископаемых. В их состав включены самолетная, вертолетная, автомобильная, пешеходная, подводная и глубинная γ -съемки, основанные на регистрации γ -поля геологических объектов с аномальной радиоактивностью на различных горизонтах поисков.

Изложение материала начинается с обобщенных основ теории γ -методов, имеющей общие черты для всех разновидностей γ -съемок. В последующих главах основное внимание уделено методике γ -поисков, в первую очередь с применением γ -спектральной аппаратуры, позволяющей получать широкую геохимическую информацию о распределении радиоактивных элементов, нередко являющихся индикаторами рудоконтролирующих процессов.

Совершенствование γ -методов идет по линии разработки и внедрения многоканальных γ -спектрометров, что позволит наряду с геологическими задачами решать некоторые вопросы экологии, актуальные ныне в связи со все более возрастающим загрязнением атмосферы, биосферы и гидросферы естественными и искусственными радиоактивными элементами.

Глава 7

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОИСКОВЫХ ГАММА-МЕТОДОВ

Изложенная здесь теория посвящена расчетам γ -полей способом лучевого приближения. Она позволяет оценить амплитуду и площадные размеры γ -аномалий над излучающими геологическими объектами, оценить глубинность γ -методов, установить для простейших случаев по измеренным значениям I_γ мощность рудного тела и содержание в нем U, Th, K; помогает совершенствованию методики работ (выбору размера сети наблюдений, оптимальной скорости движения автомобиля при съемке и т. п.), формулированию требований к аппаратуре, точности измерений и т. д.

7.1. Гамма-поле точечного источника

Источник в однородной среде. Как следует из теории прохождения γ -излучения в веществе (см. раздел 2.3, табл. 2.7), параметры γ -поля точечного источника массой M в изотропной среде на рас-

стоянии r (рис. 7.1, а) с учетом многократного рассеяния γ -излучения описываются следующими формулами: мощность дозы излучения

$$I_D(r) = I_{D0} B_D(\mu_0 r, E, Z);$$

$$I_{D0} = \frac{\lambda N M \sum_{i=1}^k \mu_{a i} E_i n_i}{4\pi r^2 F} e^{-\mu_0 r}; \quad (7.1)$$

плотность потока энергии (энергетическая интенсивность)

$$I_E(r) = I_{E0} B_E(\mu_0 r, E, Z);$$

$$I_{E0} = \frac{\lambda N M \sum_{i=1}^k E_i n_i}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r}; \quad (7.2)$$

плотность потока квантов (интенсивность по числу квантов)

$$I_N(r) = I_{N0} B_N(\mu_0 r, E, Z);$$

$$I_{N0} = \frac{\lambda N M \sum_{i=1}^k n_i}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r}, \quad (7.3)$$

где N — число атомов в 1 г излучающего вещества с вероятностью распада λ , числом квантов на распад n_i , энергией E_i и числом компонент k в спектре излучения; F — энергетический эквивалент кулона на килограмм ($2,75 \cdot 10^{14}$ эВ) [см. выражение (3.34)]; B_D , B_E , B_N — факторы накопления соответственно дозы излучения, энергии, числа квантов; μ_0 — полный коэффициент ослабления излучения в поглощающей среде; μ_a — коэффициент поглощения γ -излучения в воздухе [см. формулу (2.55)].

Из-за сложности учета фактора накопления представляют зависимости (7.1) — (7.3) выражениями с одним или несколькими экспоненциальными членами. Так, мощность дозы источника (пА/кг)

$$I_D(r) = \frac{10^{12} \lambda N M \sum_{i=1}^k \mu_{a i} E_i n_i}{4\pi r^2 F} e^{-\mu_{\text{эф}} r}, \quad (7.4)$$

где $\mu_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент ослабления излучения в среде (см. раздел 2.4).

Именно дозовый параметр $I_D(r)$ используют для характеристики γ -поля излучающих объектов. Правда, в радиометрической литературе термин «мощность дозы» по традиции нередко заменяют термином «интенсивность излучения», однако в качестве единицы измерения γ -поля используют единицу мощности дозы — пикоампер на килограмм (пА/кг).

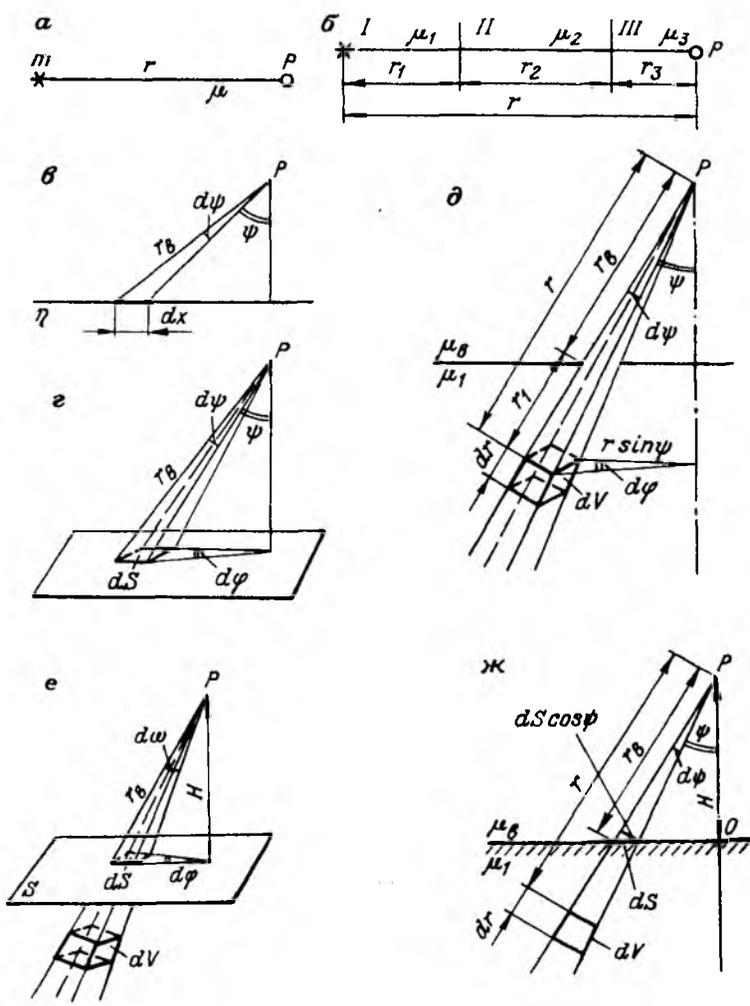


Рис. 7.1. К формулам (7.1) — (7.15).

Выражение (7.1) с учетом формулы (7.4) приобретает удобный для интегрирования вид:

$$I(r) = K \frac{M}{r^2} e^{-\mu_3 \varphi r}. \quad (7.5)$$

Здесь коэффициент K [(пА/кг)·(см²/г)] имеет значения

$$K = \frac{10^{12} \lambda N \sum_{i=1}^k \mu_{ai} E_i n_i}{4\pi F}. \quad (7.6)$$

Принцип расчета постоянной γ -излучения K изложен в разделе 3.9 [см. равенства (3.34), (3.35)]. Для равновесных Ra, U, Th, K коэффициент K [(пА/кг)·(см²/г)] равен:

$$K_{\text{Ra}} = 6,52 \cdot 10^8; \quad K_{\text{U}} = 2,26 \cdot 10^2; \quad K_{\text{Th}} = 0,98 \cdot 10^2; \quad K_{\text{K}} = 0,049. \quad (7.7)$$

Источник в слоистой среде. По принципу аддитивности ослабление излучения в слоистой среде (рис. 7.1, б) суммируется:

$$I_D(r) = K(m/r^2) \exp(-\mu_{\text{эф}1}r_1 - \mu_{\text{эф}2}r_2 - \dots - \mu_{\text{эф}k}r_k), \quad (7.8)$$

где r — общее расстояние от источника до пункта детектирования; $\mu_{\text{эф}1}, \mu_{\text{эф}2}, \dots, \mu_{\text{эф}k}$ — эффективные коэффициенты ослабления* γ -излучения на отрезках пути r_1, r_2, \dots, r_k .

7.2. Интенсивность излучения элементарных источников

Линейный источник (рис. 7.1, в):

$$dI_l = K \frac{dm}{r_b^2} e^{-\mu_b r_b} = K\eta \frac{e^{-\mu_b r_b}}{r_b^2} dx = K\eta \frac{e^{-\mu_b r_b}}{r_b} \sec \psi d\psi, \quad (7.9)$$

где $dm = \eta dx$; $dx = r_b \sec \psi d\psi$; η — линейная плотность радиоактивного вещества на стержне, г/см; K — константа излучения [см. равенства (7.6) и (7.7)]; μ_b — эффективный коэффициент ослабления излучения в воздухе.

Поверхностный источник (рис. 7.1, г):

$$dI_s = K \frac{dm}{r_b^2} e^{-\mu_b r_b} = K\sigma \frac{dS}{r_b^2} e^{-\mu_b r_b} = K\sigma e^{-\mu_b r_b} \operatorname{tg} \psi d\psi d\varphi, \quad (7.10)$$

где $dm = \sigma dS$; $dS = r_b^2 \operatorname{tg} \psi d\psi d\varphi$; σ — поверхностная плотность радиоактивного вещества, г/см².

Объемный источник (рис. 7.1, д):

$$dI_v = K(dm/r^2) \exp(-\mu_1 r_1 - \mu_b r_b) = Kq\rho \exp[-\mu_1(r - r_b) - \mu_b r_b] \sin \psi d\psi dr d\varphi, \quad (7.11)$$

где $dm = q\rho dV$; $dV = r^2 \sin \psi d\psi dr d\varphi$; q — массовая доля радиоактивного вещества, г/г породы; ρ — плотность породы, г/см³.

Излучение элементарного стержня через площадку dS . Выражение (7.11) интегрируем по r от r_b (положение площадки dS) до ∞ (рис. 7.1, е, ж). Тогда

$$\begin{aligned} dI_{vн} &= Kq\rho \int_{r_b}^{\infty} \exp[-\mu_1(r - r_b) - \mu_b r_b] \sin \psi d\psi dr d\varphi = \\ &= \frac{Kq\rho}{\mu_1} e^{-\mu_b r_b} \sin \psi d\psi d\varphi. \end{aligned} \quad (7.12)$$

* Далее индекс «эф» для обозначения эффективного коэффициента ослабления не указывается.

Эквивалентность излучения объемных и поверхностных источников. Сопоставляя равенства (7.10) и (7.12), можно выразить эквивалентную поверхностную плотность радиоактивного вещества через параметры объемного источника. Для бесконечного слоя

$$\sigma = (q\rho/\mu_1) \cos \psi = \sigma_0 \cos \psi; \quad \sigma_0 = \frac{q\rho}{\mu_1}. \quad (7.13)$$

Объемные источники излучения, заключенные в насыщенном стержне, в направлении r (см. рис. 7.1, ж, з) как бы конденсируются на площадке dS . Как видно из формул (7.13), элементарная площадка dS обладает направленным действием, так как ее излучение пропорционально косинусу угла ψ между нормалью к площадке и направлением луча.

Равенства (7.10) — (7.13) позволяют переходить от излучения объемных источников к излучению поверхностных источников, при этом расчеты ожидаемых эффектов I упрощаются. Так, с учетом формул (7.13) равенство (7.12) принимает вид

$$dI_{VH} = K\sigma_0 e^{-\mu_B r_B} \frac{\cos \psi dS}{r_B^2} = K\sigma_0 e^{-\mu_B H \sec \psi} d\omega, \quad (7.14)$$

где $d\omega$ — элементарный телесный угол, под которым площадка dS видна из вершины луча (см. рис. 7.1, е),

$$d\omega = dS \cos \psi / r_B^2 = \sin \psi d\psi d\varphi. \quad (7.15)$$

7.3. Гамма-поле линейных и поверхностных источников

Излучающий стержень длиной l (рис. 7.2, а). В соответствии с равенством (7.9)

$$I_l = K\eta \int_{-\psi_1}^{\psi_2} \frac{e^{-\mu_B r_B}}{r_B} \sec \psi d\psi = \frac{K\eta}{H} \int_{-\psi_1}^{\psi_2} e^{-\mu_B H \sec \psi} d\psi, \quad (7.16)$$

где $r_B = H \sec \psi$; $\psi_1 = \arctg [(l-d)/H]$; $\psi_2 = \arctg (d/H)$.

Излучающий круг радиусом R_0 (рис. 7.2, б). В соответствии с равенством (7.10) интенсивность излучения над центром круга на высоте H

$$I_{S \max} = K\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\psi_0} e^{-\mu_B r_B} \tg \psi d\psi d\varphi = 2\pi K\sigma \int_0^{\psi_0} e^{-\mu_B H \sec \psi} \tg \psi d\psi, \quad (7.17)$$

где $\psi_0 = \arctg (R_0/H)$.

После некоторых преобразований получаем

$$I_{S \max} = 2\pi K\sigma [E_1(\mu_B H) - E_1(\mu_B H \sec \psi_0)], \quad (7.18)$$

где $E_1(x)$ — интегрально-показательная функция первого рода (табл. 7.1).

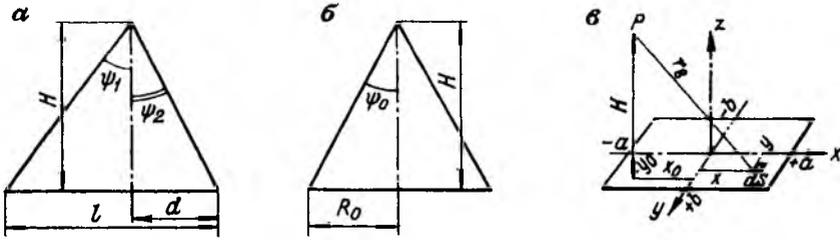


Рис. 7.2. К формулам (7.16) — (7.20).

При малых H , когда поглощением излучения в воздухе можно пренебречь,

$$I_{S \max} = 2\pi K\sigma \int_0^{\psi_0} \operatorname{tg} \psi \, d\psi = 2\pi K\sigma \ln \frac{\sqrt{H^2 + R_0^2}}{H}. \quad (7.19)$$

Прямоугольник площадью S (рис. 7.2, в). Решение записано в прямоугольной системе координат. В соответствии с выражениями (7.10), (7.13)

$$dI_S = K\sigma_0 \cos \psi \frac{dS}{r_B^2} e^{-\mu_B r_B} = K\sigma_0 \frac{H}{r_B^3} e^{-\mu_B r_B} dx \, dy;$$

$$I_{S \max} = \frac{I_\infty}{2\pi} H \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{e^{-\mu_B r_B}}{r_B^3} dx \, dy, \quad (7.20)$$

где $r_B = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + H^2}$; x, y — текущие координаты площадки dS ; x_0, y_0 — координаты пункта детектирования.

7.4. Гамма-поле объемных источников с равномерным распределением излучателей

Тело в форме конического диска толщиной l и радиусом R_0 . В соответствии с равенством (7.11) интенсивность излучения I в воздухе на высоте H (рис. 7.3, а) имеет вид

$$I_V = Kq\rho \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} \int_0^{\psi_0} \exp[-\mu_1(r-r_B) - \mu_B r_B] \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi =$$

$$= \frac{2\pi Kq\rho}{\mu_1} \left\{ \int_0^{\psi_0} \exp(-\mu_B H \sec \psi) \sin \psi \, d\psi - \right.$$

$$\left. - \int_0^{\psi_0} \exp[-(\mu_1 l + \mu_B H) \sec \psi] \sin \psi \, d\psi \right\}. \quad (7.21)$$

Т а б л и ц а 7.1. Значения интегрально-показательных функций

$$E_1(x) = \int_x^{\infty} e^{-t} t^{-1} dt; \quad E_2(x) = \int_0^{\pi/2} e^{-x \sec \psi} \sin \psi d\psi = e^{-x} - x E_1(x);$$

$$E_3(x) = \int_0^{\pi/2} e^{-x \operatorname{cosec} \psi} \sin \psi d\psi.$$

x	e^{-x}	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
0	1	—	1	1
10^{-5}	0,99999	10,9354	0,9999	—
10^{-4}	0,9999	8,6332	0,9990	—
$5 \cdot 10^{-4}$	0,9995	7,9242	0,9960	—
10^{-3}	0,9990	6,3315	0,9927	—
0,005	0,9950	4,7251	0,9714	0,993
0,01	0,9901	4,0379	0,9497	0,985
0,02	0,9802	3,3547	0,9131	0,971
0,04	0,9608	2,6813	0,8535	0,941
0,06	0,9418	2,2953	0,8040	0,915
0,08	0,9231	2,0269	0,7610	0,891
0,10	0,9048	1,8229	0,7225	0,862
0,12	0,8869	1,6595	0,6877	0,838
0,14	0,8694	1,5241	0,6561	0,813
0,16	0,8521	1,4092	0,6266	0,793
0,18	0,8353	1,3098	0,5997	0,771
0,20	0,8187	1,2227	0,5742	0,750
0,25	0,7788	1,0443	0,5168	0,701
0,30	0,7408	0,9057	0,4691	0,656
0,35	0,7047	0,7942	0,4267	0,615
0,40	0,6703	0,7024	0,3894	0,576
0,45	0,6376	0,6253	0,3563	0,537
0,50	0,6065	0,5598	0,3266	0,500
0,55	0,5770	0,5034	0,3001	0,472
0,60	0,5488	0,4544	0,2762	0,446
0,65	0,5221	0,4115	0,2547	0,420
0,70	0,4966	0,3738	0,2349	0,394
0,80	0,4493	0,3106	0,2009	0,349
0,90	0,4066	0,2602	0,1722	0,309
1,00	0,3679	0,2194	0,1485	0,277
1,20	0,3012	0,1584	0,1111	0,216
1,40	0,2466	0,1162	0,0839	0,173
1,60	0,2019	0,0863	0,0638	0,138
1,80	0,1653	0,0647	0,0488	0,112
2,00	0,1353	0,0489	0,0375	0,086
2,5	0,0821	0,0249	0,0198	0,049
3,0	0,0498	0,0130	0,0107	0,028
3,5	0,0302	0,0070	0,0058	0,017
4,0	0,0183	0,0038	0,0032	0,010
4,5	0,0111	0,0021	0,0018	0,006
5,0	0,0067	0,0011	0,0010	—
6,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	—
7,0	$9,1 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	—
8	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	—
10	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	—

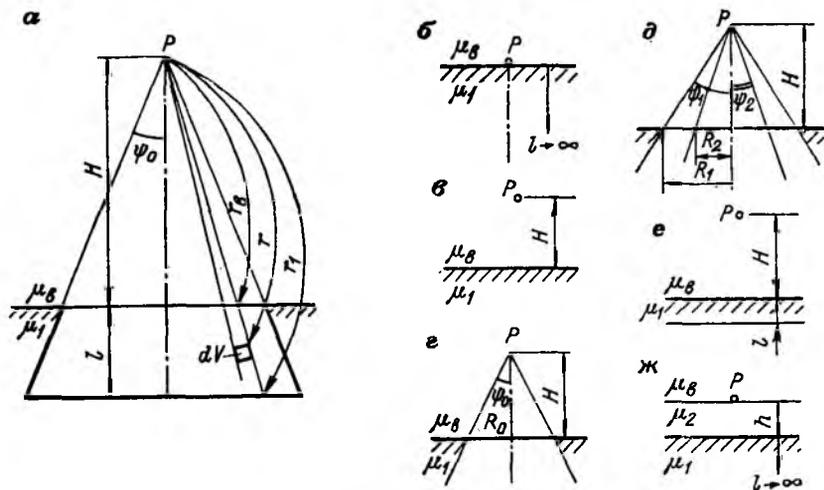


Рис. 7.3. К выводу формулы (7.23) и к частным случаям из нее.

Полученные интегралы выражают через табулированную функцию $E_2(x)$, а именно:

$$\int_0^{\psi_0} e^{-x \sec \psi} \sin \psi d\psi = \int_0^{\pi/2} e^{-x \sec \psi} \sin \psi d\psi - \int_{\psi_0}^{\pi/2} e^{-x \sec \psi} \sin \psi d\psi = \\ = E_2(x) - \cos \psi_0 E_2(x \sec \psi_0). \quad (7.22)$$

В итоге равенство (7.21) с учетом последнего выражения принимает вид

$$I_V = \frac{2\pi K q \rho}{\mu_1} \{ E_2(\mu_b H) - \cos \psi_0 E_2(\mu_b H \sec \psi_0) - E_2(\mu_b H + \mu_1 l) + \\ + \cos \psi_0 E_2[(\mu_b H + \mu_1 l) \sec \psi_0] \}. \quad (7.23)$$

Используя свойства интегрально-показательной функции

$$\lim_{x \rightarrow 0} E_2(x) = 1; \quad \lim_{x \rightarrow \infty} E_2(x) = 0, \quad (7.24)^*$$

можно в частных случаях упростить выражение (7.23) и сделать его удобным для расчета экстремальных значений γ -поля (табл. 7.2).

Так, формулу (7.25) из табл. 7.2 широко используют для оценки содержания урана (%) в породе или руде по величине I :

$$q_U = \frac{I}{2\pi K_U} \cdot \frac{\mu_1}{\rho} \cdot 100,$$

где μ_1/ρ — массовый коэффициент ослабления γ -излучения; его значения для разных случаев измерения интегрального и γ -спектрального полей приведены в табл. 2.8.

* Формулы (7.25) — (7.33) см. в табл. 7.2.

Таблица 7.2. Частные случаи из равенства (7.23)

Форма излучающего тела	Параметры тела	Расчетная формула и обозначения
1. Полубесконечное пространство (рис. 7.3, б). Измерения на поверхности	$l \rightarrow \infty$; $R_0 \rightarrow \infty$; $\psi_0 \rightarrow \pi/2$; $H \rightarrow 0$	$I_\infty = 2\pi Kqr/\mu_1$, (7.25) где q — содержание радионуклида, г/г породы
2. Полубесконечное пространство. Измерения (рис. 7.3, в) на высоте H в воздухе	$l \rightarrow \infty$; $R_0 \rightarrow \infty$; $\psi_0 \rightarrow \pi/2$	$I = I_\infty E_2(\mu_B H)$ (7.26)
3. Диск радиусом R_0 бесконечной толщины (рис. 7.3, г)	$l \rightarrow \infty$	$I_{\max} = I_\infty [E_2(\mu_B H) - \cos \psi_0 E_2(\mu_B H \times \sec \psi_0)]$; (7.27) $\lim_{\mu_B H \rightarrow 0} I_{\max} = I_\infty (1 - \cos \psi_0) = [I_\infty / (2\pi)] \omega$, (7.28) где ω — телесный угол, под которым виден диск
4. Элемент объема кольцевой формы (рис. 7.3, д)	$l \rightarrow \infty$; $R_1 > R_2$	$I = I_1(R_2) - I_2(R_2) = I_\infty [F_2(R_2) - F_1(R_1)]$, (7.29) где $F(R) = \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}} \times E_2(\mu_B \sqrt{R^2 + H^2})$ (7.30)
5. Слой безграничного простираения, но ограниченной мощности (рис. 7.3, е)	$R_0 \rightarrow \infty$; $\psi_0 \rightarrow \pi/2$; l — конечная величина	$I = I_\infty [E_2(\mu_B H) - E_2(\mu_1 l + \mu_B H)]$; (7.31) $\lim_{\mu_B H \rightarrow 0} I = I_\infty [1 - E_2(\mu_1 l)]$ (7.32)
6. Излучающий слой покрыт нерадиоактивными осадками мощностью h (рис. 7.3, ж)	$R_0 \rightarrow \infty$; $\psi_0 \rightarrow \pi/2$; $l \rightarrow \infty$; $H \rightarrow 0$	$I = I_\infty E_2(\mu_2 h)$, (7.33) где μ_2 — коэффициент ослабления излучения в верхнем слое

Равенство (7.26) используют для перехода от показаний самолетного прибора на высоте полета к уровню земли (см. табл. 9.4); выражения (7.27) и (7.28) — для расчета зоны действия излучающего объекта (или, как иногда называют, зоны действия измерительной аппаратуры); равенства (7.29) и (7.30) — при построении круговой номограммы (см. рис. 7.6) для расчета γ -полей тел произвольной формы; формулу (7.32) — при расчете кривых насыщения излучения.

Выражение (7.33) позволяет оценить физическую глубину $h_{\text{г.л}}$ γ -методов, т. е. максимальную глубину залегания рудного тела с заданным содержанием U , при которой оно может быть уверенно обнаружено γ -съемкой с поверхности при отсутствии вторичного ореола рассеяния.

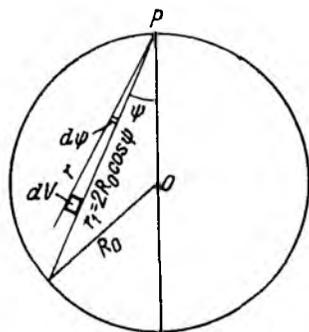


Рис. 7.4. К выводу формулы (7.38) для сферического источника.

Принцип расчета $h_{г\lambda}$ следующий. Примем в формуле (7.33) $I = I_{\min a}$ — минимальное аномальное значение параметра γ -поля. Тогда

$$E_2(\mu_2 h_{г\lambda}) = I_{\min a} / I_{\infty} = a.$$

По табл. 7.1 при полученном значении $a = E_2(x)$ находим аргумент $x(a) = \mu_2 h_{г\lambda}$, а затем параметр физической глубинности

$$h_{г\lambda} = x(a) / \mu_2 = x(a) / (\rho_2 \mu_{m2}), \quad (7.34)$$

где μ_{m2} — массовый коэффициент ослабления излучения ($\text{см}^2/\text{г}$) (см. табл. 2.8) в покровных осадках плотностью ρ , $\text{г}/\text{см}^3$.

Значение I_{∞} вычисляют по формуле (7.25), минимальную аномалию $I_{\min a}$ обычно принимают равной $3\sigma_{\phi}$ — утроенному значению квадратической флуктуации фона. Результаты расчета $h_{г\lambda}$ обсуждаются в разделе 7.9.

Бесконечный вертикальный пласт. Пункты детектирования находятся на излучающей поверхности и располагаются вкrest простираения пласта мощностью h , начало координат в центре пласта. Используя равенство (7.32) при значениях $l = x + h/2$ и $x - h/2$ и принцип аддитивности γ -поля, получаем для точек вне пласта с координатой $x \geq h/2$

$$I = (1/2) I_{\infty} \{E_2[\mu(x - h/2)] - E_2[\mu(x + h/2)]\}. \quad (7.35)$$

На границе пласта, при $x = h/2$

$$I_{\Gamma} = (1/2) I_{\infty} [1 - E_2(\mu h)]; \quad (7.36)$$

для точек внутри пласта ($x \leq h/2$)

$$I = (1/2) I_{\infty} \{2 - E_2[\mu(h/2 - x)] - E_2[\mu(h/2 + x)]\}. \quad (7.37)$$

Сферический источник диаметром d . Пункт детектирования расположен на поверхности сферы диаметром d (рис. 7.4). В соответствии с равенством (7.11), принимая $r_1 = 2R_0 \cos \psi = d \cos \psi$, получаем

$$\begin{aligned} I &= Kq\rho \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} \int_0^{\pi/2} e^{-\mu r} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi = \frac{2\pi Kq\rho}{\mu} \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-\mu d \cos \psi}) \sin \psi \, d\psi = \\ &= I_{\infty} \left[1 - \frac{1}{\mu d} (1 - e^{-\mu d}) \right]. \end{aligned} \quad (7.38)$$

Последнее равенство позволяет рассчитать серию кривых насыщения $I(d, \mu_m, \rho)$, с помощью которых можно вводить поправки $b_{\text{ш}}$ на недонасыщение излучения штуфа или валуна сферической или близкой к ней формы и в итоге оценивать содержание радио-

нуклида $q_{шj}$ (%) в штуфе (валуне) по интенсивности излучения $I_{ш}$, измеренной на его поверхности с помощью радиометра или γ -спектрометра. В соответствии с равенством (7.25)

$$q_{шj} = [I_{ш}/(2\pi K_j b_{ш})] (\mu/\rho) \cdot 100. \quad (7.39)$$

7.5. Гамма-поле тел с неравномерным распределением излучателей

Тело простейшей формы. Излучение элементарного объема dV или площадки dS с неравномерным распределением излучателей $q(r, \psi, \varphi)$ и $\sigma_0(R, \varphi)$ с учетом равенств (7.11), (7.14) и (7.15) записывается в следующем виде:

$$dI_V = K\rho q(r, \psi, \varphi) \exp[-\mu(r-r_b) - \mu_b r_b] \sin \psi d\psi dr d\varphi; \quad (7.40)$$

$$dI_S = K\sigma_0(R, \varphi) e^{-\mu_b r_b} d\omega = K\sigma_0(R, \varphi) e^{-\mu_b r_b} \sin \psi d\psi d\varphi. \quad (7.41)$$

В работе [3] дано решение задачи по расчету $I_{max}(H)$ на высоте H над центром участка круговой формы (рис. 7.5) при убывании плотности радионуклидов от центра к периферии по закону

$$\sigma_0(R) = \sigma_{0max} \exp(-kR^2/\lambda^2), \quad (7.42)$$

где λ — максимальное расстояние от центра участка, на котором I затухает в k раз, но продолжает еще оставаться выше порога чувствительности измерительной аппаратуры; по А. В. Матвееву, $k = 4$.

В результате интегрирования равенства (7.41) с учетом формул (7.42) и (7.13) получаем

$$I_{max}(H) = 2\pi K \frac{q_{0max}\rho}{\mu} e^{2kH^2/\lambda^2} \{E_2(\mu_b H + 2kH^2/\lambda^2) - \cos \psi_0 E_2[(\mu_b H + 2kH^2/\lambda^2) \sec \psi_0]\}; \quad (7.43)$$

где q_{0max} — содержание радионуклида в центре изометричного участка.

Относительное изменение I по профилю, проходящему через центр излучающего круга, аппроксимируется выражением

$$\frac{I(H, \lambda, R)}{I_{max}(H, \lambda, R=0)} = \left[\frac{H^2 + \lambda^2 R^2 / (\lambda^2 + 4R^2 + H^2)}{R^2 + H^2} \right]^{3/2} \times \exp \left[-\mu_b \frac{H^2}{H^2 + \lambda^2} (\sqrt{R^2 + H^2} - H) \right]. \quad (7.44)$$

Ширина аномалии на половине ее высоты

$$T = 0,83\lambda + 1,48H e^{-0,004\lambda}, \quad (7.45)$$

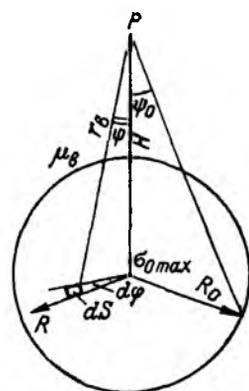


Рис. 7.5. К формулам (7.41) — (7.43).

Излучающее тело произвольной формы. Гамма-поле над телами произвольной формы в любой точке пространства вычисляют с помощью круговой номограммы (рис. 7.6). Ее идея заключается в следующем. Круг, обозначающий плоскую поверхность земли, разбивают окружностями и радиальными линиями на k площадок, каждая из которых создает над центром круга на высоте H одинаковое излучение. Цена площадки с учетом равенства (7.26)

$$\Delta I = (I_\infty/k) E_2(\mu_B H), \quad (7.46)$$

где I_∞ — интенсивность излучения у поверхности земли [см. формулу (7.25)].

Накладывая номограмму на контур рудного тела, изображенного в масштабе номограммы, так, чтобы центр номограммы попал в точку, где надо определить I , подсчитывают число площадок, покрывающих тело, а при неравномерном распределении радионуклидов — число площадок m_1, m_2, \dots, m_n , попадающих в промежутки между n линиями равных содержаний q (рис. 7.6, а). Значение I находят по формуле

$$I = \frac{E_2(\mu_B H)}{k} \sum_{i=1}^n I_{\infty i} m_i, \quad (7.47)$$

где $I_{\infty i}$ — интенсивность излучения полубесконечного пространства со средним между двумя соседними изолиниями содержанием радионуклида q_i (г/г породы).

Эту же номограмму можно использовать для трансформации γ -поля, измеренного у поверхности земли, на высоту полета H . Номограмму накладывают на план изолиний, помещая ее центр в проекцию пункта детектирования, и подсчитывают число площадок m_i между каждыми двумя соседними изолиниями. Интенсивность I на высоте полета вычисляют по формуле (7.47), заменяя в ней $I_{\infty i}$ средним значением \bar{I}_i между двумя соседними изолиниями.

Для построения номограммы круг разбивают на 1000 площадок; для этого проводят радиальные линии через 9° и строят 25 концентрических окружностей. Относительное расстояние между окружностями находят графическим путем, используя зависимости (7.29) и (7.30). Для этого вычерчивают график функции $F(R)$ при заданной высоте полета H и ординату делят на 25 частей (рис. 7.6, б). Точки пересечения горизонтальных линий с кривой $F(R)$ проецируют на горизонтальную ось, получая таким образом значения R_i окружностей номограммы. Масштаб построения номограммы 1 : 1000 при $H \leq 50$ м и 1 : 2000 при $H > 50$ м; наибольший радиус $R \approx 5H$.

7.6. Подобие γ -полей излучающих объектов

Теория подобия двух систем физических величин позволяет получить по численным значениям характеристик одной системы численные значения характеристик другой системы простым рас-

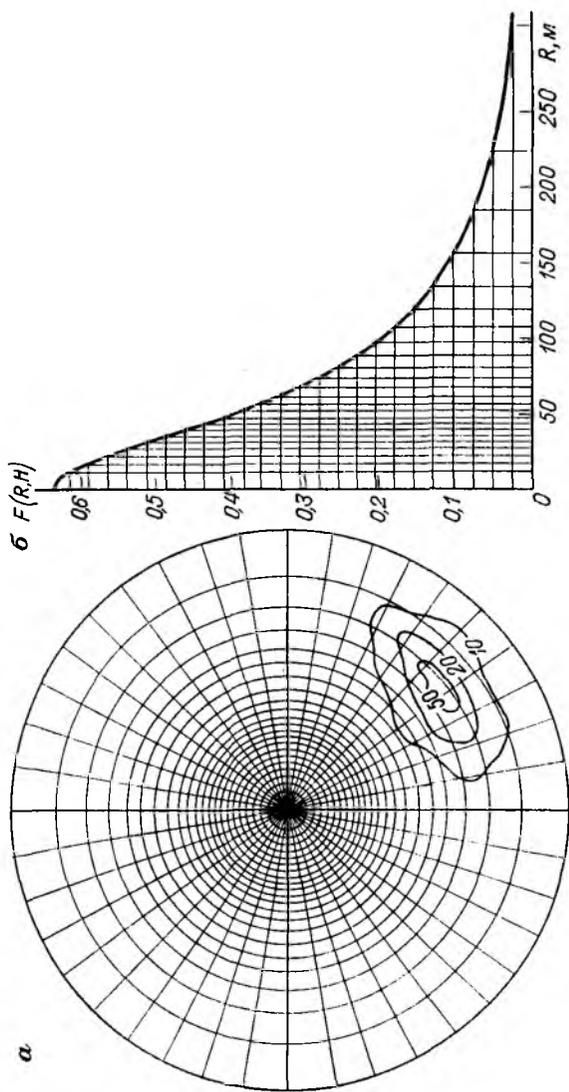


Рис. 7.6. Круговая номограмма (а) для расчета γ -поля объектов произвольной формы и график (б) функции $F(R, H)$. Высота полета $H = 50$ м. Изолинии даны в единицах 10^{-4} % U.

четом. В случае полей γ -излучения речь идет, например, о расчете картины γ -поля в i -й среде, если известны характеристики γ -поля в воздухе.

В соответствии с основными положениями теории подобия γ -поля подобны, если они наблюдаются в геометрически подобных средах, описываются одним и тем же уравнением и если безразмерные комплексы в этих уравнениях, определяющие критерии подобия, для разных систем равны.

Условия подобия рассмотрим на примере точечного и объемного источников излучения.

Точечный источник. В однородной среде картина γ -поля определяется равенством (7.5). Безразмерным комплексом в нем является μr . Следовательно, подобными будут среды, в которых наблюдаются следующие условия:

$$\{n_3, Z, \sigma/\mu\} = \text{idem}^*, \quad (7.48)$$

где n_3 — электронная плотность среды [см. формулу (2.6)]; в подобных точках в этих средах $\mu r = \text{idem}$. Это условие составляет критерий подобия. Отсюда константа геометрического подобия двух сред

$$r_1/r_2 = \mu_2/\mu_1 = C_\mu. \quad (7.49)$$

Конический диск. Гамма-поле этого источника определяется равенством (7.23). Безразмерными комплексами в нем для поглощающей среды являются $\mu_b H$ (см. рис. 7.3, а), а также $\mu_b H + \mu_1 l$ и $\mu_1 l$.

Условиями подобия γ -полей над излучающими средами в форме конического диска являются

$$\{\psi_0, H/R_0, \mu_1 l, \mu H, n_3, Z, \sigma/\mu\} = \text{idem}. \quad (7.50)$$

В целом γ -поля объемных источников подобны при следующих условиях: а) одинаковой форме тела, определяющей вид физического уравнения излучения; б) геометрическом подобии точек детектирования γ -поля; в) равенстве энергии излучения E и равенстве параметров излучающих и поглощающих сред:

$$\{n_3, Z, \sigma/\mu, E, (\mu H)_{\text{изл}}, (\mu H)_{\text{погл}}\} = \text{idem}. \quad (7.51)$$

При неполном соблюдении указанных условий имеет место приближенное подобие γ -полей в разных системах. Примером может служить приближенное подобие γ -полей в водной и воздушной средах, характеризующихся близкими эффективными атомными номерами ($Z_{\text{воды}} = 7,75$; $Z_{\text{возд}} = 7,64$), но разной электронной плотностью ($n_3_{\text{воды}} = 1,11$; $n_3_{\text{возд}} = 1,0$).

На основе приближенного подобия можно утверждать, что формулы (7.5) — (7.43), полученные для γ -съемок в воздухе, остаются

* idem — то же самое.

с достаточно высокой точностью справедливыми и для подводных съемок, если при этом координаты точек в водной среде и на подводной излучающей поверхности в соответствии с равенством (7.49) уменьшаются по сравнению с координатами в воздушной среде в C_μ раз, где

$$C_\mu = \mu_{\text{воды}}/\mu_{\text{возд}} = 860. \quad (7.52)$$

7.7. Регистрация γ -поля в движении

В движении применяют цифровой и аналоговый способы регистрации частоты импульсов, используя для этого П- и РС-интеграторы.

Цифровой способ. П-интегратор фиксирует число импульсов, поступающих за время Δt прохождения детектором со скоростью v отрезка пути Δl . Время Δt выбирают исходя из требований к погрешности регистрации амплитуды локальной аномалии I_{max} . Анализ истинных кривых $I(x)$ над объектами малых размеров [3] показывает, что при регистрации аномалии шириной T на половине высоты пика (рис. 7.7, а) погрешность ΔI_{max} в области пика составляет 5 % при $\Delta l_1 = (1/4) T$ и 25 % при $\Delta l_2 = (1/2) T$. В этих случаях интервал квантования информации по времени $\Delta t_1 = 0,25 T/v$ и $\Delta t_2 = 0,5 T/v$.

Оценим значение Δt_1 для условий аэрогамма-съемки. Как следует из равенств (7.44) и (7.45), над объектами малых размеров ($\lambda \rightarrow 0$) ширина аномалии $\Delta T \approx 1,5 H$, где H — высота расположения детектора. Принимая наименьшее значение $H = 25$ м, получаем $T \approx 40$ м. При скорости самолета $v = 50$ м/с интервал квантования информации П-интегратором $\Delta t_1 = 0,2$ с.

В современной АГС-аппаратуре время накопления информации выбирают 0,2—0,3 с. При таких значениях Δt локальная γ -аномалия регистрируется с малым искажением амплитуды, не требующим введения поправок на инерционность регистратора. Частоту импульсов в интервале Δt последовательно фиксируют на магнитную ленту в форме, удобной для ввода в ЭВМ.

Аналоговый способ. В РС-интеграторах поступающие импульсы накапливают заряд на системе дозирующих конденсаторов, соединенных с перописующим регистратором. За счет инерционности системы происходит искажение формы аномалии: уменьшается амплитуда аномалии, увеличивается ее ширина T , смещается по направлению движения детектора положение максимума аномалии. Связь между истинным I_n и записанным I_3 значениями γ -поля выражается дифференциальным уравнением

$$I_n = I_3 + \tau dI_3/dt = I_3 + \tau v dI_3/dx, \quad (7.53)$$

где τ — постоянная времени интегрирующего звена.

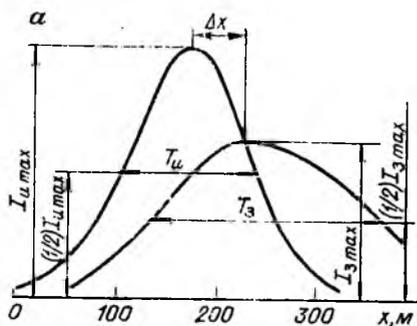
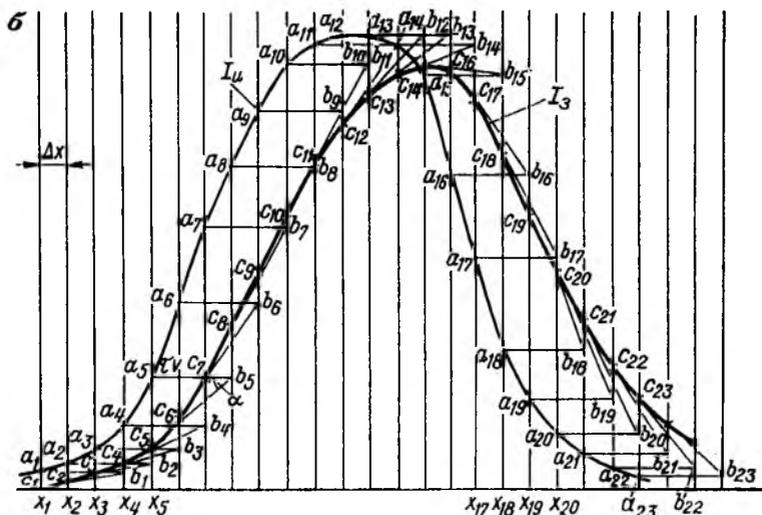


Рис. 7.7. Параметры диаграмм истинного (и) и записанного (з) γ -поля (а) и пример графического построения записанной диаграммы (б).



Используя графический способ, можно перестроить кривую $I_3(x)$ в диаграмму $I_u(x)$. Однако при обработке аналоговых записей $I_3(x)$ автомобильных и воздушных съемок ограничиваются переходом от I_3 к истинным значениям I_u лишь в экстремальных точках диаграммы; переходят также от записанной ширины аномалии T_3 на половине амплитуды к истинной ширине T_u , используя соотношения

$$I_{u \max} = I_{3 \max} Q_I; \quad T_u = T_3 \frac{1}{Q_T}, \quad (7.54)$$

где Q_I и Q_T — коэффициенты инерционных искажений амплитуды и ширины аномалии (табл. 7.3).

Т а б л и ц а 7.3. Аналитическая аппроксимация коэффициентов инерционных искажений [3]

Скорость v , м/с	Отношение $\tau v/T_n$	Q_I	Q_T
50 (аэросъемка)	Любое	$1 + 2,3 (\tau v/T_n)^2$ (7.56)	$\sim Q_I$
3—5 (автосъемка)	$\geq 0,5$	$1 + 0,75 (\tau v/T_n)^{4/3}$ (7.57)	$0,9 + 0,7 \tau v/T_n$ (7.60)
(по Ю. Д. Евдокимову)	$< 0,5$	$1 + 0,42 \tau v/T_n$ (7.59)	$1 + 0,54 \tau v/T_n$ (7.61)

Смещение Δx максимума записанной кривой относительно экстремума истинной диаграммы для условий аэросъемки оценивают по формуле

$$\Delta x = 0,45 [T_n (\tau v)^2]^{1/3}. \quad (7.55)^*$$

При переходе от истинного γ -поля к записанному решение сводится к нахождению $I_s(x)$ в уравнении (7.53):

$$\frac{dI_s(x)}{dx} + \frac{1}{\tau v} I_s(x) = \frac{1}{\tau v} I_n(x). \quad (7.62)$$

Это уравнение решается при условии, что в точке x_1 известно значение $I_s(x_1)$ и дана аналитическая зависимость $I_n(x)$. Для любой точки с координатой x

$$I_s(x) = I_s(x_1) e^{-(x-x_1)/(\tau v)} + \frac{1}{\tau v} e^{-x/(\tau v)} \int_{x_1}^x I_n(x) e^{x/(\tau v)} dx. \quad (7.63)$$

В связи с трудностью аналитического решения этого уравнения прибегают к приближенному графическому его решению. Для этого, как показано на рис. 7.7, б, диаграмму $I_n(x)$ разбивают вертикальными линиями с расстоянием между ними Δx . В краевой части кривой $I_n(x)$ выбирают точку x_1 , в которой принимают $I_s(x_1) = 0$. Как показывает опыт, некоторая ошибка в выборе x_1 существенно не искажает записанную кривую.

Далее из точки $a_1(x_1)$ параллельно оси x в масштабе диаграммы $I_n(x)$ откладывают отрезок $a_1 b_1 = \tau v$. Точку b_1 соединяют с x_1 . Отрезок $b_1 x_1$ пересекает соседнюю вертикальную линию в точке $c_2(x_2)$, лежащей на записанной кривой. Затем из точки a_2 откладывают отрезок $a_2 b_2$, также равный τv , и точку b_2 соединяют с c_2 . Отрезок $b_2 c_2$ пересекает соседнюю вертикальную линию в точке c_3 , принадлежащей записанной кривой. Точки c_4, c_5 и т. д. получают аналогичным образом.

* Формулы (7.56) — (7.61) см. в табл. 7.3.

7.8. Интенсивность γ -излучения эманации в горных выработках

Выработка сферической формы. Радон объемной активностью N (Бк/см³) и продукты его распада находятся в воздушной полости. Интенсивность излучения в центре выработки радиусом R_0 (рис. 7.8, а) с учетом равенства (7.11)

$$I = \frac{K_{Ra}N}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_0^{\pi/2} e^{-\mu_b r} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi = 1,08 \cdot 10^{-10} \times \\ \times \frac{\pi K_{Ra}N}{\mu_b} (1 - e^{-\mu_b R_0}). \quad (7.64)$$

При малых значениях R_0

$$I = 1,08 \cdot 10^{-10} \pi K_{Ra} N R_0. \quad (7.64a)$$

Выработка в форме бесконечного цилиндра. Радон и продукты его распада находятся в воздушной полости. Интенсивность излучения в центре выработки радиусом R_0 (рис. 7.8, б)

$$I = \frac{K_{Ra}N}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_0^{\pi/2} e^{-\mu_b r} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi = 1,08 \cdot 10^{-10} \times \\ \times \frac{\pi K_{Ra}N}{\mu_b} [1 - E_3(\mu_b R_0)], \quad (7.65)$$

где $E_3(x)$ — интегрально-показательная функция (см. табл. 7.1) $r_{\perp} = R_0 \cos \psi$; K_{Ra} — постоянная γ -излучения Ra [см. равенства (7.7)].

Выработка цилиндрической формы конечной длины H . Радон удален, но продукты его распада находятся на стенках выработки с поверхностной активностью σ (Бк/см²). Интенсивность излучения кольца высотой dz и площадью $dS = 2\pi R_0 dz$ в пункте P

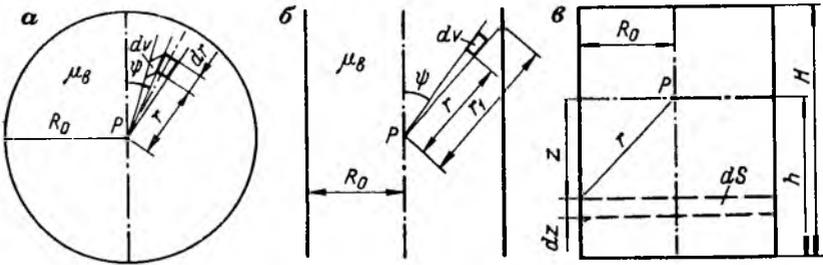


Рис. 7.8. К выводу формул (7.64) — (7.67).

а, б — сфера (а) и бесконечный цилиндр (б), заполненные воздухом с эманацией; в — цилиндр конечной длины, на стенках которого находятся продукты распада эманации, Rn удален из выработки.

(рис. 7.8, в) без учета ослабления излучения в воздухе {см. формулу (7.10)}

$$I = \frac{2\pi}{3,7 \cdot 10^{10}} K_{Ra} \sigma R_0 \int_{-(H-h)}^h \frac{dz}{z^2 + R_0^2} = 0,54 \cdot 10^{-10} \pi K_{Ra} \sigma \times$$

$$\times \left(\operatorname{arctg} \frac{h}{R_0} + \operatorname{arctg} \frac{H-h}{R_0} \right). \quad (7.66)$$

Поверхностная активность радиоактивных осадков на стенках сухой скважины (Бк/см²) в равновесных условиях при объемной активности R_n, равной N (Бк/см³),

$$\sigma = VN/S = NR_0/2, \quad (7.67)$$

где V — объем, из которого осаждаются продукты распада эманации на поверхности выработки S.

7.9. Некоторые закономерности распределения γ -полей по расчетным данным

Фоновые значения γ -поля, измеренные на земной поверхности, зависят от содержания радионуклидов в горных породах (см. табл. 1.5) и от типа детектора излучения (см. табл. 2.8). В соответствии с равенствами (7.25) и (7.7) аппаратная мощность дозы излучения I_{Σ} над породами основного состава при использовании сцинтилляционных радиометров с энергетическим порогом 0,03 МэВ (СРП-68) составляет 0,20 пА/кг (2,8 мкР/ч, из них $I_{\gamma U} = 0,6$; $I_{\gamma Th} = 0,8$; $I_{\gamma K} = 1,4$); с порогом 0,25 МэВ (СКАТ-77) — 0,14 пА/кг (1,9 мкР/ч), а над биотитовыми гранитами (см. табл. 1.5) — соответственно 1,25 пА/кг (17,4 мкР/ч, из них $I_{\gamma U} = 3,8$; $I_{\gamma Th} = 6,7$; $I_{\gamma K} = 6,9$) и 0,80 пА/кг (11,2 мкР/ч).

В соответствии с формулой (7.25) и данными табл. 2.8 цена 0,01 экв. % U для аппаратуры типа СРП-68 составляет в 2л-геометрии 6,7 пА/кг (94 мкР/ч), в 4л-геометрии — около 20 пА/кг (280 мкР/ч).

Анализ формул (7.23), (7.28), (7.32), (7.33) показывает, что условия насыщенного бесконечного полупространства реально создаются при сравнительно малых размерах излучающего тела в горизонтальном и вертикальном направлениях, особенно при измерении I у поверхности земли. Так, участок радиусом 1,5 м при толщине излучающего диска 30 см создает около 90 % излучения относительно излучения бесконечного полупространства, если высота детектора над поверхностью не более 5 см. Это позволяет использовать формулу (7.25) для ориентировочного определения эквивалентного содержания U в рыхлых отложениях и коренных породах.

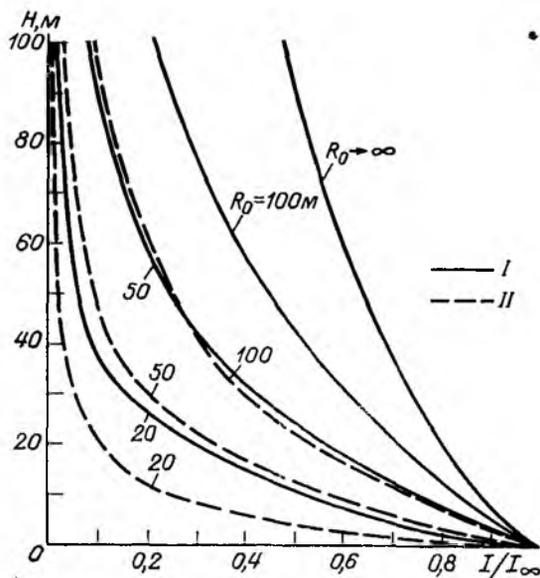


Рис. 7.9. Изменение γ -поля с высотой над телами круговой формы радиусом R_0 .
Распределение излучателей: I — П-образное, II — по закону Гаусса при $k = 4$.

Равенство (7.34) позволяет оценить физическую глубинность $h_{г.л}$ γ -метода. Расчет этого параметра рассмотрим на следующем примере. Равновесная урановая руда с граничным содержанием $q = 0,03\%$ U ($3 \cdot 10^{-4}$ г/г) перекрыта нерадиоактивными аллохтонными осадками плотностью $1,7$ г/см³. Примем минимальную аномалию $I_{min a}$, уверенно выделяемую при пешеходной γ -съемке, равной $0,7$ пА/кг. Используя равенство (7.25) и принимая $\mu/\rho = 0,021$ см²/г, находим

$$I_{\infty} = 20,6 \text{ пА/кг}; \quad a = I_{min a}/I_{\infty} = E_2(\mu_2 h_{г.л}) = 0,034.$$

Из табл. 7.1 следует, что при $E_2(x) = 0,034$ значение $x(a) = 2,1$. Тогда с учетом табл. 2.8

$$h_{г.л} = \frac{2,1}{\mu_{m2} \rho_2} = \frac{2,1}{0,021 \cdot 1,7} \approx 60 \text{ см.}$$

Как видно из этого примера, физическая глубинность γ -метода невелика. Поисковая же глубинность возрастает до нескольких метров и более благодаря развитию над рудными телами вторичных геохимических ореолов U [27, 34]. Следовательно, объектами воздушных и наземных γ -съемок должны быть в первую очередь территории с открытыми или хотя бы слабо проявленными геохимиче-

скими ореолами. Дальнеприносные без признаков солевого рассеяния покровные осадки мощностью более 100 г/см^2 практически полностью экранируют γ -излучение природных радионуклидов.

Убывание γ -поля с высотой для разных условий иллюстрирует рис. 7.9. Градиент затухания $\Delta I/\Delta H$ тем больше, чем меньше площадь объекта. Кроме того, затухание γ -поля идет быстрее при гауссовом распределении источников, чем при линейном или П-образном.

По расчетным данным (см. раздел 7.7) аналоговый регистратор при съемке в движении вносит значительные искажения характеристик истинного γ -поля лишь при малых линейных размерах излучающих объектов и при значениях $\tau \geq 1,5$ с в случае аэросъемки и $\tau \geq 5$ с в случае автомобильной γ -съемки.

Глава 8

ОСНОВЫ ПОЛЕВОЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ

С развитием методики радиометрических поисков информация о распределении интегральной интенсивности γ -излучения перестала удовлетворять геологоразведочное производство. Во всех модификациях полевых γ -съемок широкое развитие получила сцинтилляционная γ -спектрометрия, позволяющая фиксировать на изучаемой территории распределение U (Ra), Th, K. Полупроводниковая γ -спектрометрия пока имеет лишь ограниченное применение.

8.1. Сцинтилляционные спектры γ -излучения руд U и Th в больших массах

Основное применение в полевой γ -спектрометрии находят неорганические кристаллы NaI (Tl), CsI (Tl) и CsI (Na). Экспериментальные аппаратные спектры $N(E)$ γ -излучения насыщенных масс U (Ra) для неорганических сцинтилляторов при ширине энергетического окна $\Delta E = 30 \text{ кэВ}$ приведены на рис. 8.1. На всех кривых $N(E)$ четко видны фотопики основных γ -линий: 0,609; 1,120; 1,379; 1,764; 2,204; 2,435 МэВ. В аналогичных спектрах Th выделяются фотопики линий 0,583; 0,911—0,967; 1,586—1,631; 2,614 МэВ. Увеличение объема кристаллов приводит к пропорциональному увеличению частоты импульсов и к возрастанию фоточасти [см. формулу (3.31)] пиков полного поглощения.

Влияние ширины окна ΔE на форму аппаратного спектра иллюстрирует рис. 8.2. Увеличение ΔE приводит к возрастанию частоты импульсов, сглаживанию фотопиков спектральных линий и к смещению их влево. При значениях $\Delta E \geq 300 \text{ кэВ}$ видны только ниспадающие ветви кривых $N(E)$, на которых в области

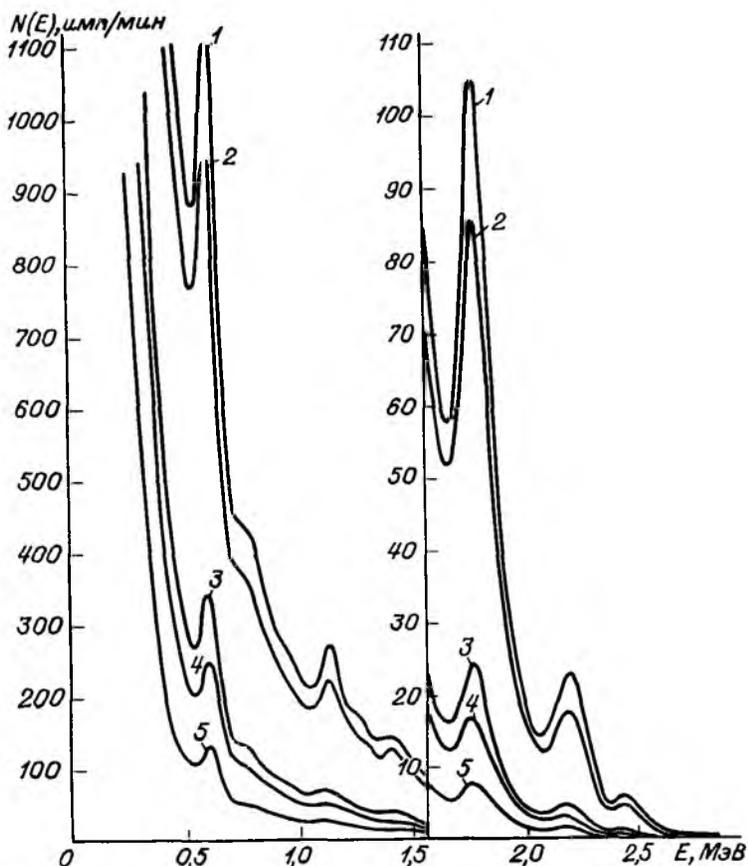


Рис. 8.1. Сцинтилляционные спектры γ -излучения U.

Кристаллы NaI (Tl), мм: 1 — 40×50 , 2 — 40×40 , 3 — 30×25 , 4 — 30×20 , 5 — 18×30 .
Ширина окна 30 кэВ; 4л-геометрия.

главных линий первичного спектра лишь несколько снижается градиент изменения частоты импульсов. Также к уменьшению амплитуды фотопика и растягиванию его крыльев приводит ухудшение энергетического разрешения ω γ -спектрометра.

По экспериментальным данным составлена табл. 8.1 удельных частот импульсов n_0 (с^{-1} на 1 % U, Th, K и 1 см^3 сцинтиллятора объемом V) для стандартных окон γ -спектрометров в интервале энергий от E_1 до E_2 .

Значения n_{0j} вычислены на основе спектров $N(E)$ по формуле

$$n_{0j} = \frac{1}{Vq_j} \int_{E_1}^{E_2} N_j(E) dE, \quad (8.1)$$

где q_j — содержание элемента j в насыщенной рудной модели, %.

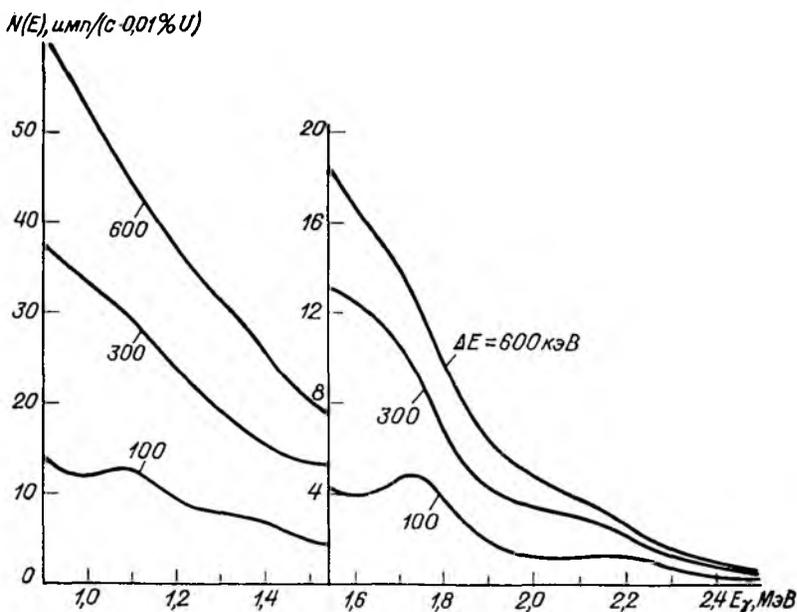


Рис. 8.2. Аппаратурные спектры γ -излучения U при разной ширине энергетических окон ΔE .
Сцинтиллятор NaI (Tl) 40 × 50 мм.

Расчетное выражение, полученное на основе равенства (8.1), имеет вид

$$n_{0j} = \frac{S m n}{V q_j \Delta E_0}, \quad (8.2)$$

где S — площадь диаграммы (см^2), ограниченная кривой $N(E)$ (см. рис. 8.1) и вертикальными линиями из концов отрезка $\Delta E = E_2 - E_1$; m ($\text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) и n ($\text{кэВ} \cdot \text{см}^{-1}$) — масштабы по вертикальной и горизонтальной осям; ΔE_0 — ширина окна (кэВ), при которой снята спектрограмма (на рис. 8.1 $\Delta E_0 = 30$ кэВ).

Анализ данных табл. 8.1 приводит к следующим выводам.

1. Форма аппаратурных спектров $N(E)$ для разных по размеру однотипных кристаллов в целом аналогична.

2. Удельные частоты импульсов n_0 в энергетических окнах, располагающихся в области комптоновского распределения (1,35—1,55 МэВ для U и Th; 1,70—1,90 МэВ для Th), даже для кристаллов, различающихся объемом до 100 раз, близки между собой.

3. В области крайних фотопиков (2,40—2,90 МэВ для U и Th) значения n_0 зависят от объема кристалла V и возрастают в 3—6 раз при увеличении V от 1 до 400 см^3 , причем для кристаллов объемом $V > 50$ см^3 эта зависимость выражена слабо.

Таблица 8.1. Удельная частота импульсов n_0 для сцинтиллятора NaI (Тl) в 2л-геометрии (разрешение $\omega = 11 \pm 1$ %)

б' Диаметр и высота кристалла, мм	Объем сцинтиллятора, см ³	Значения n_0 (с ⁻¹ ·см ⁻³ ·% ⁻¹) в энергетических окнах, МэВ						
		1,35—1,55			1,70—1,90		2,40—2,90	
		U	Th	K	U	Th	U	Th
80×80	403	10,8	4,42	0,0053	7,9	3,8	0,5	3,9
30×140	98,7	11,6	4,5	—	7,5	3,5	0,4	4,4
40×50	62,8	11,2	4,7	0,0052	7,1	3,3	0,4	3,4
40×40	50,5	11,4	4,5	0,0050	6,8	3,3	0,35	3,3
30×70	49,4	11,2	4,4	0,0048	6,7	3,4	0,30	3,3
30×25	17,7	10,6	4,6	0,0038	5,6	3,3	0,25	3,3
30×20	14,1	10,5	4,7	0,0035	5,4	3,6	0,25	2,7
18×30	7,6	10,0	4,6	0,0028	4,2	3,2	0,15	1,7
10×12	0,94	9,7	4,3	—	3,5	3,0	0,08	1,2

4. Спектрометрические качества удлиненных кристаллов (30 × 140 и 30 × 70 мм) не ухудшаются по сравнению с изометричными сцинтилляторами.

8.2. Принцип отдельного определения U(Ra), Th, K. Факторы, влияющие на результаты γ -спектрометрии

Определение содержания q радиоактивных элементов в породах и рудах основано на регистрации частоты импульсов N в оптимальных для искомого элемента энергетических окнах, в каждом из которых удельная интенсивность γ -излучения определяемого элемента является преобладающей (рис. 8.3). При значении $E_\gamma \geq 1,0$ МэВ такими участками являются области фотопиков γ -линий 1,12; 1,76; 2,20 МэВ для U; 2,61 МэВ для Th и 1,46 МэВ для K. Число энергетических окон n равно числу определяемых радионуклидов. В многоканальных γ -спектрометрах (256, 1024 канала) [68, 72] в энергетических границах каждого из n окон (см. табл. 8.2) импульсы суммируются.

Так как аналитические линии в спектре урановой руды относятся к $^{214}\text{Bi}(\text{RaC})$ — продукту распада Ra, то, подчеркиваем, γ -спектрометрия практически во всех модификациях определяет лишь равновесное с радием (точнее с RaC) содержание урана, или q_U по радю.

В пункте наблюдения в выбранных n энергетических окнах последовательно или одновременно, в стационарном положении или в движении регистрируют с помощью γ -спектрометра частоту импульсов N_i и по этим значениям, зная чувствительность γ -спектрометра, вычисляют содержание элемента j в породе.

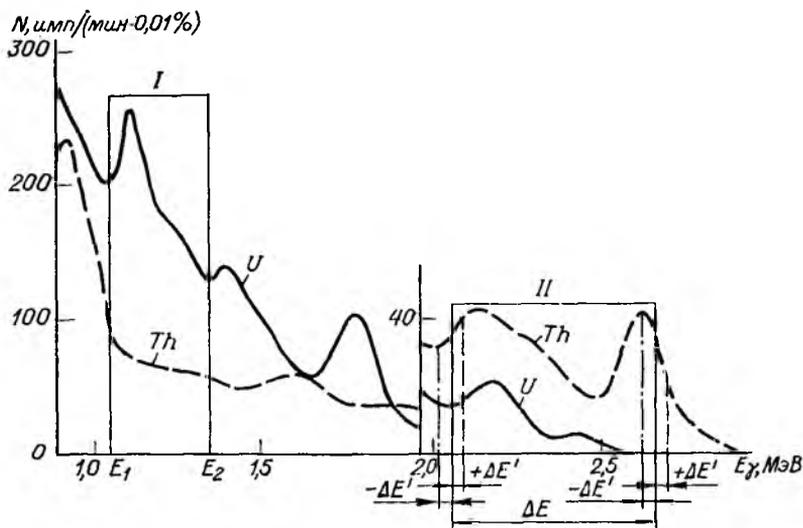


Рис. 8.3. К выбору энергетических окон двухканального γ -спектрометра. Кристалл NaI (Тl). Ширина окна $\Delta E_0 = 30$ кэВ. Окна, МэВ: I — 1,05—1,35, II — 2,05—2,65.

Исходные уравнения трехкомпонентной системы (U, Th, K) имеют вид:

$$\begin{aligned}
 N_1 &= a_{1U}F_{1U}q_U + a_{1Th}F_{1Th}q_{Th} + a_{1K}F_{1K}q_K; \\
 N_2 &= a_{2U}F_{2U}q_U + a_{2Th}F_{2Th}q_{Th} + a_{2K}F_{2K}q_K; \\
 N_3 &= a_{3U}F_{3U}q_U + a_{3Th}F_{3Th}q_{Th} + a_{3K}F_{3K}q_K,
 \end{aligned} \quad (8.3)$$

где a_{ij} — пересчетные, или градуировочные, коэффициенты (s^{-1} на 1 % U, Th, K), численно равные частоте импульсов в i -м окне на единицу содержания элемента j ; эти коэффициенты находят на моделях или на природных объектах с известным содержанием U (Ra), Th, K (см. раздел 8.4); F_{ij} — функция, учитывающая различие условий измерения частоты импульсов N_i в пункте опробования и при градуировании γ -спектрометра, ее значения вводят в равенства (8.3) в виде поправок (см. далее).

Решение системы уравнений при условии $F_{ij} = 1$ находят в следующем виде:

$$q_j = A_{1j}N_1 + A_{2j}N_2 + A_{3j}N_3 = \sum_{i=1}^3 A_{ij}N_i, \quad (8.4)$$

где A_{ij} — коэффициенты матрицы (с. %), обратной матрице коэффициентов a_{ij} исходных уравнений (8.3), вычисляемые с помощью определителей.

Полная запись равенства (8.4) для трехкомпонентной системы, к примеру для U, имеет вид

$$q_U = (1/D) [(a_{2Th}a_{3K} - a_{3Th}a_{2K}) N_1 + (a_{1K}a_{2Th} - a_{1Th}a_{3K}) N_2 + (a_{1Th}a_{2K} - a_{1K}a_{2Th}) N_3], \quad (8.5)$$

где $D = a_{1U}a_{2Th}a_{3K} + a_{1Th}a_{2K}a_{3U} + a_{1K}a_{2U}a_{3Th} - a_{1U}a_{2K}a_{3Th} - a_{1Th}a_{2U}a_{3K} - a_{1K}a_{2Th}a_{3U}$.

Решение тем устойчивее, чем выше коэффициент разделения η , равный отношению положительной и отрицательной частей определителя D. Для трехкомпонентной системы

$$\eta_{III} = \frac{a_{1U}a_{2Th}a_{3K} + a_{1Th}a_{2K}a_{3U} + a_{1K}a_{2U}a_{3Th}}{a_{1U}a_{2K}a_{3Th} + a_{1Th}a_{2U}a_{3K} + a_{1K}a_{2Th}a_{3U}}. \quad (8.6)$$

Спектрометрические качества аппаратуры считаются удовлетворительными, если для нее $\eta \geq 2,5$.

К числу основных факторов, влияющих на результаты определения q_j γ -спектральным методом и на значения функции F_{ij} , относятся:

1) статистическая $\Delta N_{ст}$ и аппаратурная $\Delta N_{ап}$ погрешности регистрации частоты импульсов;

2) конечные размеры излучающего объекта;

3) геометрия измерений, отличная от 2π - и 4π -геометрии;

4) эманирование пород и руд;

5) вариации содержания Rn в атмосферном воздухе;

6) выпадение атмосферных осадков и переменная влажность рыхлых отложений;

7) водная среда, окружающая детектор при подводной γ -съемке.

Статистические и аппаратурные погрешности. Частоты импульсов N_i в равенствах (8.3) и (8.4) являются случайными величинами:

$$N_i = N_{i \text{ ист}} \pm \Delta N_{i \text{ ст}} \pm \Delta N_{i \text{ ап}} = N_{i \text{ ист}} \pm \Delta N_{i \text{ общ}}, \quad (8.7)$$

где

$$\Delta N_{i \text{ общ}} = \sqrt{\Delta N_{i \text{ ст}}^2 + \Delta N_{i \text{ ап}}^2}; \quad (8.8)$$

$$N_{i \text{ ист}} = a_{iU}q_U + a_{iTh}q_{Th} + a_{iK}q_K = \sum_i a_{ij}q_j. \quad (8.9)$$

Статистическая погрешность при дискретных измерениях частоты импульсов за время t

$$\Delta N_{i \text{ ст}} = \sqrt{N_i/t}; \quad (8.10)$$

при непрерывной (аналоговой) регистрации излучения с постоянной времени τ

$$\Delta N_{i \text{ ст}} = \sqrt{N_i/(2\tau)}. \quad (8.11)$$

Аппаратурная погрешность

$$\Delta N_{i \text{ ап}}(E_i, \Delta E_i) = N_i(E_i, \Delta E_i) - N_i(E_i \pm \Delta E', \Delta E_i), \quad (8.12)$$

где $N(E, \Delta E)$ — частота импульсов в окне ΔE при нижнем пороге E ; $N(E \pm \Delta E', \Delta E)$ — то же, при изменяющемся нижнем пороге $E \pm \Delta E'$ (см. рис. 8.3).

Значения $N(E, \Delta E)$ и $N(E \pm \Delta E', \Delta E)$ могут быть вычислены на основе экспериментальных графиков $N(E)$, полученных с шириной окна ΔE_0 (см. рис. 8.1), по формулам, аналогичным выражениям (8.1) и (8.2):

$$N(E, \Delta E) = \int_{E_1}^{E_2} N(E) dE = \frac{Smn}{\Delta E_0};$$

$$N(E \pm \Delta E', \Delta E) = \int_{E_1 \pm \Delta E'}^{E_2 \pm \Delta E'} N(E) dE, \quad (8.13)$$

где $\Delta E'$ — смещение нижнего и верхнего порогов вправо (см. рис. 8.3) или влево от номинального значения E_1 вследствие неустойчивости масштаба энергетической шкалы γ -спектрометра (в расчетах $\Delta E'$ принимает ряд значений в долях E_1 , например, $0,005 E_1$, $0,01 E_1$ и др.); m и n — масштабы по осям спектрограммы.

В случае трехкомпонентной системы с содержанием каждого из компонентов q_j суммарное отклонение

$$\Delta N_{i \text{ а н } \Sigma} = \pm \sum_j \Delta N'_{ij \text{ а н } q_j}, \quad (8.14)$$

где $\Delta N'_{ij \text{ а н } q_j}$ — отклонение для нормированных на единицу содержания частот импульсов, $(\text{с. \%})^{-1}$.

Относительная погрешность определения заданного содержания q_j элемента j , вычисляемого по формуле (8.4),

$$\delta_{q_j} = \frac{\sigma_{q_j}}{q_j} =$$

$$= \frac{[(A_{1j} \Delta N_{1 \text{ общ}})^2 + (A_{2j} \Delta N_{2 \text{ общ}})^2 + (A_{3j} \Delta N_{3 \text{ общ}})^2]^{1/2}}{A_{1j} N_1 + A_{2j} N_2 + A_{3j} N_3}, \quad (8.15)$$

где N_i — суммарная частота импульсов [см. формулу (8.9)]; σ_{q_j} — абсолютная погрешность определения q_j .

Анализ результатов расчета погрешностей по формулам (8.5) — (8.15) приводит к следующим выводам.

1. Случайная статистическая погрешность $\delta_{q_j \text{ ст}}$ уменьшается с увеличением размера кристалла, ширины энергетических окон, времени регистрации частоты импульсов и вычисляемых содержаний элемента. Для кристаллов NaI (Tl) объемом $V > 100 \text{ см}^3$ при экспозиции наблюдений 1 мин, ширине окон $\Delta E > 200 \text{ кэВ}$ относительная статистическая погрешность составляет единицы процентов в случае рудных концентраций U и Th и первые десятки процентов в случае кларковых их содержаний.

2. Аппаратурная составляющая погрешности сравнительно слабо зависит от размера сцинтиллятора, особенно при широких

окнах; она возрастает с увеличением концентрации сопутствующего радионуклида и сильно зависит от положения энергетического окна и в определенной мере от его ширины. Правильный выбор энергетических окон и включение в схему γ -спектрометра устройств стабилизации масштаба энергетической шкалы позволяют резко снизить аппаратную составляющую погрешности.

Конечные размеры излучающих объектов. Насыщенные по γ -излучению рудные модели или природные объекты, на которых обычно градуируют γ -спектрометры, соответствуют бесконечным однородным излучающим средам с 2л- или 4л-геометрией измерения излучения. Реальные объекты отличаются конечными размерами и неравномерным распределением радионуклидов по их простиранию и падению. За счет этих факторов возникают недонасыщение γ -излучения по сравнению с условиями градуирования аппаратуры и изменение энергетического состава γ -излучения.

Для учета конечного размера объектов излучения может быть привлечен математический аппарат, изложенный в главе 7. Специфическими для γ -спектрометрии будут лишь коэффициенты ослабления в горной породе, руде и воздухе, взятые для энергетического диапазона рабочих окон конкретного γ -спектрометра (см. табл. 2.8).

Учет неравномерности распределения радионуклидов по площади более сложен, особенно для условий аэрогамма-съемки. Составляемые ныне карты распределения U (Ra), Th, K в действительности отражают лишь распределение урановой, ториевой и калиевой компонент излучения (см. раздел 18.8). Для перехода к содержаниям U (Ra), Th, K необходимо учесть влияние соседних участков (x, y) с иным распределением радионуклидов по сравнению с пунктом опробования (x_0, y_0) , как это делается при машинной интерпретации диаграмм γ -каротажа (см. раздел 18.4). Задача сводится к решению системы n (по числу элементов) интегральных уравнений относительно $q_i(x_0, y_0)$:

$$N_i(x, y) = \iint_S \left\{ \sum_j a_{ij} q_j(x_0, y_0) \Psi_{ij}[(x-x_0), (y-y_0)] \right\} dx dy, \quad (8.16)$$

где Ψ_{ij} — функция, определяющая форму γ -аномалии элементарной излучающей площадки с единичной концентрацией элемента j в i -м энергетическом участке спектра.

Решение упрощается, если γ -спектральное поле рассматривается не по площади, а по профилю [см. равенство (18.38)].

Геометрия измерений. Переменную геометрию γ -спектральных измерений в шурфах, дудках, расчистках, на рудных отвалах учитывают двумя способами: 1) аналитически — с помощью поправочных коэффициентов; 2) путем измерения разностного эффекта излучения ΔN_i с экраном и без экрана.

Первый — аналитический — способ реализуется лишь в условиях равномерного распределения радионуклидов и простой геометрии выработки. Измеренную при телесном угле ω частоту

импульсов $N_{i\omega}$ приводят к показаниям спектрометра в 2π -геометрии, приведенные значения

$$N_{i\pi} = N_{i\text{изм}}/K, \quad (8.17)$$

где

$$K = N_{i\omega}/N_{i2\pi}. \quad (8.18)$$

Приведенные значения частоты импульсов $N_{i\pi}$ используют в расчетах содержания элементов q_j по формуле (8.4). Значения K находят расчетным путем, предварительно записав аналитическое выражение $N_{i\omega}$ для выработки конкретной формы [38].

Второй способ заключается в том, что в точке наблюдения измеряют в рабочих окнах спектрометра частоту импульсов $N_{i\text{б.э}}$ без экрана и $N_{i\text{э}}$ с экраном толщиной 2,0—2,5 см Pb пластинчатой или стаканообразной формы и находят разностный эффект

$$\Delta N_i = N_{i\text{б.э}} - N_{i\text{э}}. \quad (8.19)$$

Далее для расчета содержания U (Ra), Th, K используют в равенствах (8.3) и (8.4) значения разностного эффекта ΔN_i вместо записанных там частот импульсов N_i ; пересчитанные коэффициенты a_{ij} заменяют их разностными аналогами Δa_{ij} .

Способ экранов дает хорошие результаты при наблюдениях в любой геометрии в рудных и аномальных зонах, но приводит к высокой погрешности в нормальных γ -полях. Теоретические основы и методика измерений этим способом изложены в главе 19.

Другие из перечисленных выше факторов, влияющих на результаты γ -спектрального метода, относятся в первую очередь к аэрогамма-съемке и рассмотрены в разделе 9.3.

8.3. Выбор оптимальных окон γ -спектрометра.

Способы стабилизации масштаба энергетической шкалы

Оптимальному положению энергетических окон соответствует минимальная погрешность определения содержания U (Ra), Th, K в горной породе или руде. Главными источниками погрешности являются статистическая $\delta_{\text{ст}}$ и аппаратурная $\delta_{\text{ап}}$ погрешности и нестабильность усилительного тракта γ -спектрометра.

Как следует из равенств (8.7) — (8.14) и рис. 8.3, к числу главных условий, обеспечивающих низкие и устойчивые значения $\delta_{\text{ст}}$ и $\delta_{\text{ап}}$ относятся: а) высокая частота импульсов, б) низкий градиент частоты импульсов при изменении положения энергетического окна, в) высокий коэффициент разделения η [см. формулу (8.6)], определяющий устойчивость решения уравнений (8.3) и (8.4). Первое и второе условия требуют использования в спектрометре как можно более широких окон; третье, наоборот, при широких окнах выполняется хуже, чем при узких. Поэтому выбор оптимального положения и ширины окон является сложной задачей, требующей

учитывать конкурирующие процессы и конкретную метрологическую обстановку: размер и тип детектора, средние содержания радионуклидов в породе, допустимую погрешность их определения, экспозицию наблюдений, постоянную времени регистратора.

Исходным материалом для выбора окон являются нормированные на единицу содержания элемента спектры γ -излучения насыщенных масс U (Ra), Th, K (см. рис. 8.1), полученные со стандартным детектором в узком окне. На основе этих спектров, используя выражение (8.13), находят значения пересчетных коэффициентов a_{ij} ($\text{с}^{-1} \cdot \%^{-1}$) для любых окон с границами E_1 и E_2 , коэффициенты A_{ij} обратной матрицы [см. формулы (8.4)], ожидаемые скорости счета N_i [см. уравнение (8.9)] при заданных содержаниях q_i U (Ra), Th, K, а также статистическую $\Delta N_{i \text{ст}}$ и аппаратную $\Delta N_{i \text{ап}}$ погрешности регистрации частоты импульсов [см. равенства (8.10) — (8.14)], причем $\Delta N_{i \text{ап}}$ определяют при разном смещении окон $\Delta E'$ (см. рис. 8.3).

Общую погрешность δ_{qj} , а также статистическую $\delta_{j \text{ст}}$ и аппаратную $\delta_{j \text{ап}}$ составляющие вычисляют по формуле (8.15). Подобные расчеты проводят для серии окон шириной ΔE . В итоге выбирают те окна, при которых обеспечивается низкая погрешность δ_q и достаточно высокие значения коэффициента разделения η .

Допустимые погрешности для полевой γ -спектрометрии пока не установлены. Считаем, что за основу могут быть приняты допуски, принятые для лабораторных анализов проб соответствующего назначения (см. главу 5, табл. 5.2 и 5.3).

Оптимальные окна спектрометров разного назначения приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2. Оптимальные энергетические окна полевых γ -спектрометров

Область применения	Детектор	Объем детектора, л	Энергетические окна, МэВ		
			I (K)	II (U)	III (Th)
Картаж скважин: рудный	NaI(Tl), CsI(Na)	0,01—0,05	—	1,05—1,35	2,05—2,65
	NaI(Tl), CsI(Na)	0,03—0,10	1,35—1,55	1,65—1,85	2,05—2,65
Поисковый	NaI(Tl)	0,30—0,50	1,35—1,55	1,65—1,85	2,40—2,80
Пешеходная γ -съемка Гамма-съемка в движении	Блоки NaI(Tl)	5—50	1,30—1,60	(1,08—1,25) + (1,60—1,90)	2,35—3,00
			1,30—1,60	(0,90—1,35) + (1,50—2,10)	2,10—3,00
	Пласт-масса	20—30	1,20—1,70	1,85—2,30	2,50—3,50

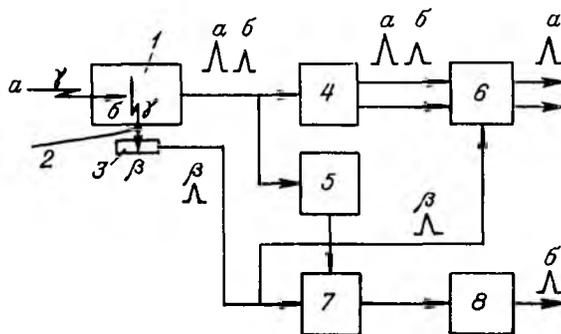


Рис. 8.4. Функциональная схема стабилизации усиления γ -спектрометра с помощью каскадного β - γ -источника.

Графики $\delta_q (\Delta E')$ позволяют оценить требования к стабильности коэффициента усиления сцинтилляционного γ -спектрометра. Для этого определяют относительное отклонение $\Delta E'/E$, при котором общая погрешность δ_{qj} не превышает допустимую. Расчеты показывают, что для условий поисковой γ -спектрометрии ($\delta_{qj} \leq 20\%$) при торий-урановом отношении в породах равном 2—4 должна обеспечиваться стабильность масштаба энергетической шкалы не хуже 1%.

В мировой практике приборостроения для стабилизации усиления используют: 1) опорные (реперные) моноэнергетические α - или γ -источники; 2) каскадные α - γ - и β - γ -излучатели; 3) источники света (светодиоды); 4) термостатирование; 5) термостатирование в сочетании со светодиодами.

Эффективный метод стабилизации коэффициента усиления, особенно в аэрогамма-спектрометрии, основан на выделении опорных сигналов по β - γ -совпадениям каскадных β - γ -излучателей, например, ^{60}Co , ^{22}Na , ^{26}Al . Импульсы с основного детектора 1 (рис. 8.4), регистрирующего γ -излучение горных пород (a) и реперного источника 2 (b), поступают на вход амплитудных анализаторов 4 и 5; канал 5 имеет энергетический порог, равный энергетическому эквиваленту фотопика опорного источника. Бета-излучение опорного источника 2 регистрируется дополнительным тонким детектором 3, включенным в схему временных совпадений 7, позволяющую передать на узел регулирования коэффициента усиления спектрометра 8 только те импульсы, которые соответствуют γ -квантам опорного источника. Эти импульсы из основного канала 1 \rightarrow 4 \rightarrow 6 исключаются схемой антисовпадений 6. Применение ^{60}Co обеспечивает постоянство масштаба энергетической шкалы $\pm 0,5\%$ в течение полевых сезонов [3, 16]. Успешно используется также ^{241}Am , испускающий α -частицы и γ -кванты ($E_\gamma = 59,5$ кэВ).

8.4. Способы градуирования γ -спектральной аппаратуры

В задачу градуирования γ -спектрометра входит выявление функциональной связи между показаниями прибора и содержанием радиоактивных элементов в породе на опробуемом участке. В основу градуирования положены измерения частоты импульсов в рабочих окнах γ -спектрометра на излучающих массах породы или руды с известным содержанием радионуклидов. Источники излучения выбирают на месте залегания или моделируют в сосудах оптимального размера. Известны два основных способа градуирования γ -спектрометров: 1) на рудных моделях — насыщенных и малых; 2) на месте залегания пород и руд — в стационарных условиях и в движении.

Градуирование с помощью насыщенных моделей. Насыщенные рудные модели U (Ra), Th, K готовят из тщательно перемешанных руд или рудного концентрата и разбавителя. В качестве разбавителя обычно используют кварцевый песок с крупностью зерен, равной крупности зерен концентрата. Несоблюдение этого условия приводит к фракционной дифференциации смеси по вертикали и к неудовлетворительному состоянию градуировочных моделей.

Содержание радионуклидов выбирают таким образом, чтобы обеспечивалась регистрация максимальной частоты импульсов без просчетов. Для спектрометров с кристаллами NaI (Tl) 80×80 мм оптимальными являются следующие содержания элементов: в урановой модели — 0,015—0,020 % U (по радио), в ториевой — 0,030—0,040 % Th, в калиевой — около 20 % K. Отношение основного и сопутствующего элементов в урановой и ториевой моделях должно быть не менее 40—50, в калиевой — не менее $5 \cdot 10^4$.

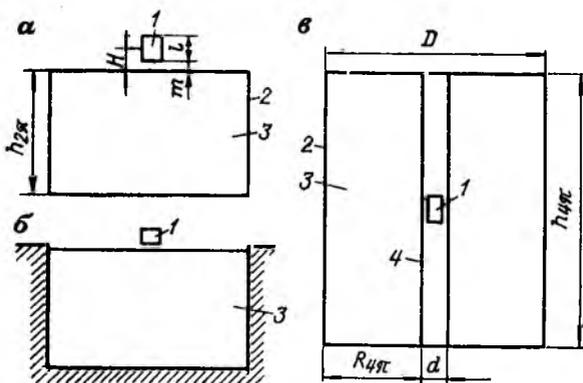


Рис. 8.5. Модели для градуирования γ -спектрометров. а — герметичный четырехугольный сосуд; б — выемка в земле; в — цилиндрическая модель. 1 — детектор; 2 — металлический кожух; 3 — рудное вещество; 4 — тонкостенная труба.

Т а б л и ц а 8.3. Радиус R_0 модели, создающей часть a от излучения I_∞ в 2л-геометрии

Высота детектора $H_{эф}$, см	R_0 (м) при значениях $a=I(R_0)/I_\infty$, %				
	90	95	97	98	99
2	0,20	0,40	0,67	1	2
4	0,40	0,80	1,33	2	4
6	0,60	1,20	2,00	3	6
8	0,79	1,59	2,66	4	8
10	0,99	1,99	3,33	5	10

Т а б л и ц а 8.4. Толщина излучающих слоев, создающих часть C от излучения I_∞ в 2л- и 4л-геометрии (см. рис. 8.5)

Плотность руды ρ , г/см ³	$h_{2л}$ (м) при значениях C , %				$R_{4л}$ (м) при значениях C , %			
	95	97	98	99	95	97	98	99
1,5	0,43	0,51	0,57	0,70	0,48	0,57	0,65	0,78
2,0	0,32	0,38	0,43	0,52	0,36	0,43	0,50	0,59

Руду помещают в герметичные либо открытые сосуды или выемки в земле (рис. 8.5). При засыпке рудный материал опробуют послойно через каждые 10 см. Пробы анализируют на U, Ra, Th, K в двух-трех лабораториях с погрешностью не хуже 2—3 % для основного элемента и 10—15 % для сопутствующих; результаты анализов осредняют.

Размер модели при измерении излучения в 2л-геометрии (рис. 8.5, а, б) выбирают в зависимости от плотности руды и от эффективной высоты $H_{эф}$ детектора в соответствии с данными табл. 8.3 и 8.4. Расчеты в таблицах выполнены по формулам (7.28) и (7.32) при значении $\mu/\rho = 0,034$ см²/г (см. табл. 2.8). Эффективная высота детектора

$$H_{эф} = m + 0,4l, \quad (8.20)$$

где m — расстояние от излучающей поверхности до нижней грани сцинтиллятора длиной l .

Обращают на себя внимание большие значения радиуса 2л-моделей, обеспечивающих 98—99 % насыщенного излучения при высоте детектора $H_{эф} \geq 4$ см. Изготовление таких моделей требует больших масс дробленой руды. Поэтому переносные спектрометры выгоднее градуировать в 4л-геометрии, помещая детектор внутри трубы в центре модели (рис. 8.5, в).

Требуемую толщину излучающего кольцевого слоя цилиндрической модели R в простейшем случае можно определить по данным табл. 8.4, полученным на основе формулы

$$I = I_{\infty} [1 - E_3(\mu R)], \quad (8.21)$$

где $E_3(x)$ — табулированная интегрально-показательная функция (см. табл. 7.1).

Для расчета высоты $h_{4\pi}$ цилиндрической модели можно использовать зависимость, известную для каротажа,

$$h_{4\pi} = D + 2d, \quad (8.22)$$

где D и d — диаметры модели и внутренней ее трубы.

В готовых градуировочных моделях недонасыщение излучения можно учесть аналитически [см. формулы (8.23) и (8.24)], интерполируя данные табл. 8.3 и 8.4 или вычисляя поправки по формулам (7.28), (7.32) и аналогичным зависимостям, вытекающим из теории γ -каротажа (см. раздел 18.1).

Герметичные модели изготавливают из листового железа толщиной около 2 мм. Руду насыпают до краев и плотно утрамбовывают, чтобы полностью исключить появление воздушного слоя между рудой и верхней крышкой модели. Крышку приваривают, и модель проверяют на вакуум, нагнетая воздух через штуцер. На калиевой и ториевой моделях можно градуировать спектрометры сразу после приготовления модели, на урановой — через 30—40 сут после герметизации.

В процессе градуирования на каждой модели измеряют частоту импульсов N_i в каждом энергетическом окне γ -спектрометра с погрешностью не хуже 1—2%. Детектор помещают над центром модели или внутри обсадной трубы (см. рис. 8.5). Остаточный фон спектрометра $N_{i\phi}$ находят на фоновой модели или в свинцовом домике (4 π -геометрия), а в 2 π -геометрии — на свинцовой пластине толщиной около 5 см или на поверхности воды (см. раздел 11.3).

Градуировочные, или пересчетные, коэффициенты a_{ij} [см. формулы (8.3)] вычисляют путем решения 9 уравнений типа

$$(N_{im} e^{\mu_{im} r} - N_{i\phi}) / \eta = a_{iU} q_{Um} + a_{iTh} q_{Thm} + a_{iK} q_{Km}, \quad (8.23)$$

составляемых для трех окон (i) и трех моделей (m).

Здесь η — поправочный множитель, учитывающий недонасыщение излучения модели (см. табл. 8.3 и 8.4); μ_{im} — коэффициент ослабления в стенке модели толщиной r (для области 1,0—2,5 МэВ в железе $\mu_U \approx 0,32 \text{ см}^{-1}$, $\mu_{Th} \approx 0,28 \text{ см}^{-1}$); q_U — равновесное с радием содержание U .

Приближенно пересчетные коэффициенты для каждой модели

$$a_{ij} = (N_i e^{\mu_i r} - N_{i\phi}) / (\eta q_{ij \text{ экв}}), \quad (8.24)$$

где $q_{ij \text{ экв}}$ — эквивалентное содержание основного элемента j в модели.

Этот параметр вычисляют по формуле

$$q_{ij \text{ экв}} = q_{j0} + \gamma_{ij} q_{c1} + \kappa_{ij} q_{c2}, \quad (8.25)$$

где q_{j0} — истинное содержание основного элемента; q_c , γ , κ — соответственно содержание первого и второго сопутствующих элементов и их γ -эквиваленты относительно основного нуклида.

Измерения на герметичных моделях [38, 57, 70] являются основным способом градуирования γ -спектрометров любого назначения. При соответствующем метрологическом обеспечении анализов проб такие модели могут служить образцовыми мерами состава радионуклидов (см. раздел 3.9). В герметичных моделях обязательным условием является отсутствие воздушного промежутка между поверхностью руды и верхней крышкой модели, создающего трудно учитываемые дополнительные погрешности за счет излучения оседающих на крышке продуктов распада Rn.

Вместо природных руд U и Th перспективно использование водных растворов радона (^{222}Rn) и солей радия (^{226}Ra) и мезотория (^{228}Ra). При этом обеспечиваются чистота препаратов, равномерность распределения излучателей в модели, простота анализа водных растворов. Неполное насыщение излучения в таких моделях легко учитывается аналитически.

Открытые модели используют при измерениях, не связанных с подсчетом запасов. Их готовят в железной или деревянной таре, а также в простых или цементированных выемках в земле. По необходимости создают условия измерений 2л- или 4л-геометрии. Во втором случае в центре выемки устанавливают обсадную трубу; поглощение излучения в ней учитывают аналитически. На открытых урановых моделях градуирование начинают через 5—6 сут после их изготовления, когда установится диффузионное равновесие в распределении Rn в руде. Процесс градуирования в данном случае аналогичен процессу градуирования спектрометров на герметичных моделях.

Открытые модели используют нередко для градуирования автомобильных и самолетных γ -спектрометров [67, 70]. В этом случае практически отпадает необходимость учета эманирования пород при расчете содержания U (Ra) (см. раздел 8.2). Тем не менее открытые модели не могут служить в качестве образцовых мер из-за трудно учитываемой зависимости эманирования от внешних условий. Выход эманаций из открытой модели можно уменьшить, цементируя рудные блоки, а в случае металлической тары заливая руду водой. В последнем варианте эквивалентное содержание U в модели [см. формулу (8.25)] находят при наличии воды.

Градуирование с помощью малых моделей. Комплекты по три малых модели готовят из руд U, Th и смеси KCl + NaCl, с содержанием U около 0,02; 0,05; 0,10 %; Th — 0,03; 0,06; 0,15 %; K — 10; 15; 25 %. Рудное вещество помещают в металлические цилиндрические контейнеры, сильно его утрамбовывают или цементи-

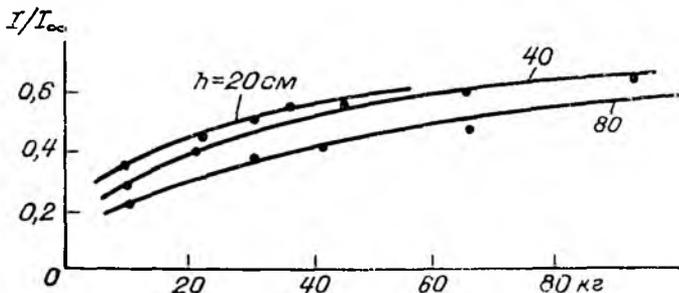
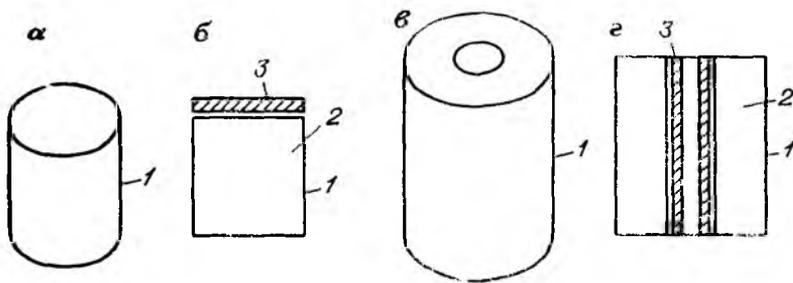


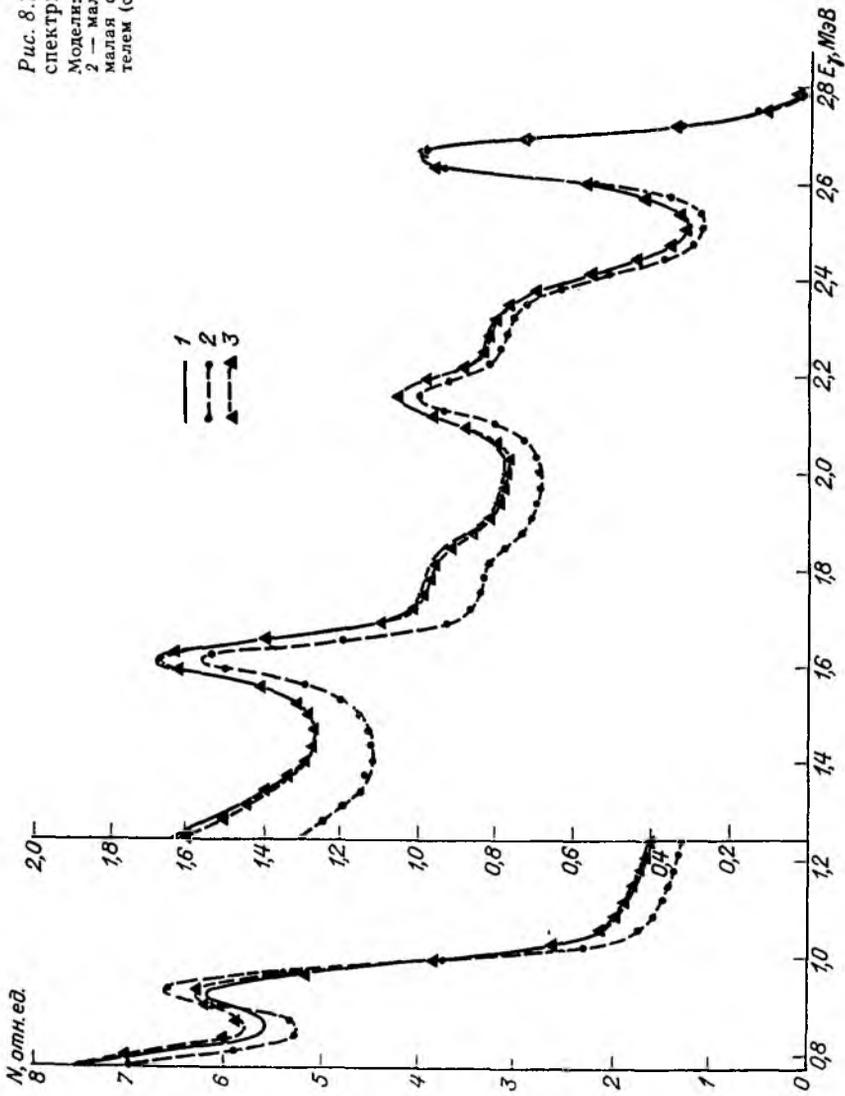
Рис. 8.6. Простые (а, в) и составные (б, г) малые ториевые модели и доля излучения моделей типа в высотой h относительно насыщенных моделей (д). 1 — металлический кожух; 2 — руда; 3 — расщепитель.

руют, контейнеры запаивают. Высота 2л-моделей (рис. 8.6, а) 10—15 см, диаметр 30—40 см; 4л-моделей соответственно 35—40 и 25—30 см (диаметр трубы 7—8 см). Доля излучения 4л-моделей относительно насыщенных моделей показана на рис. 8.6, д. Урановую модель используют для градуирования спустя 30—40 сут после ее приготовления. Этот же срок необходим для аттестации модели путем сравнения с излучением насыщенной модели.

У малых моделей по сравнению с насыщенными существенно отличается энергетический спектр излучения (рис. 8.7). Относительное расхождение частоты импульсов в области 1,4 и 2,6 МэВ для малой и насыщенной ториевых моделей достигает 15—20 %, для урановых в области 1,4 и 1,76 МэВ — 10—12 %. Это явление, если его не учитывать, приводит к недопустимым погрешностям определения пересчетных коэффициентов на малых моделях.

Учет и устранение различия γ -спектров малых и насыщенных моделей выполняют: 1) путем отдельного определения эквивалентных содержаний основного радионуклида в каждом рабочем окне; 2) способом составных моделей.

Рис. 8.7. Нормированные спектры γ -излучения Th.
 Модели: 1 — насыщенная,
 2 — малая, простая,
 3 — малая составная с рассеива-
 телем (см. рис. 8.6, з).



Способ составных моделей более предпочтителен. Его сущность заключается в том, что регистрацию частоты импульсов малой модели $N_{ij \text{ м. м}}$ проводят при наличии преобразующего ее спектр экрана-рассеивателя, помещенного между источником излучения и детектором (см. рис. 8.6, б, г). Оптимальная толщина экрана, при которой спектр малой модели максимально приближен к спектру насыщенной модели [$\pm (1-2 \%)$], установлена экспериментально (см. рис. 8.7); для урановой 2π -модели толщина экрана равна 18 мм Fe, для ториевой — 24 мм Fe. Для 4π -моделей высотой 40 см и диаметром 25 см эти значения равны 15 мм Fe для U и 21 мм для Th.

В малой модели для окна i основного нуклида j находят эквивалентное содержание $q_{j \text{ экв. м. м}}$ этого элемента сравнением частоты импульсов без фона N_{ϕ} для малой и метрологически аттестованной насыщенной ($N_{ij \text{ н. м}}$) моделей. Расчет ведут по формуле

$$q_{j \text{ экв. м. м}} = q_{j \text{ экв. н. м}} (N_{ij \text{ м. м}} - N_{i \phi}) / (N_{ij \text{ н. м}} - N_{i \phi}), \quad (8.26)$$

где $q_{j \text{ экв. н. м}}$ — эквивалентное содержание основного радионуклида в насыщенной модели [см. формулу (8.25)].

Тогда пересчетный коэффициент ($\text{с}^{-1} \cdot \%^{-1}$) для любого окна i

$$a_{ij} = (N_{ij \text{ м. м}} - N_{i \phi}) / q_{j \text{ экв. м. м}}. \quad (8.27)$$

Последовательность градуирования с помощью малых моделей и требования к ее точности те же, что и для насыщенных моделей. Детектор размещают в центре модели с рассеивателем (см. рис. 8.6, г) или на крышке модели (см. рис. 8.6, б). Урановую и ториевую 2π -модели перед наблюдениями переворачивают нижней плоскостью вверх во избежание регистрации неучтенного излучения продуктов распада $R_{\text{п}}$, $T_{\text{п}}$, накапливающихся на верхней крышке при наличии воздушного промежутка в закрытой модели. Качество приготовления малых моделей возрастает, если они заполнены той же рудой (но с меньшим разбавлением), из которой приготовлена образцовая насыщенная мера, или, по крайней мере, в тех и других моделях близки соотношения основного и сопутствующих радионуклидов. Составные малые модели после прохождения метрологической аттестации сравнением с насыщенной моделью могут быть включены в ряд стандартных образцов для градуирования γ -спектрометров любого назначения и внедрены в геологоразведочное производство.

В способе градуирования без рассеивателя (см. рис. 8.6, а, в) эквивалентные содержания $q_{ij \text{ экв. м. м}}$ основного нуклида в малой модели находят раздельно для каждого окна i и эти значения используют при вычислении пересчетных коэффициентов a_{ij} по формуле (8.27).

Градуирование на месте залегания пород и руд. Этот способ предназначен в основном для градуирования поисковых γ -спектрометров для съемки в движении — самолетной, автомобильной,

подводной. Его сущность состоит в следующем. Выбирают три участка с разным соотношением радионуклидов так, чтобы на одном из них было повышенное (надкларковое) содержание U, на другом — Th, на третьем — K. Участки опробуют на Ra, Th, K по достаточно густой сети с помощью прошедших метрологическую аттестацию наземных γ -спектрометров. Кроме того, для контроля по отдельным профилям отбирают радиогеохимические пробы на глубину, обеспечивающую 70—80 % излучения насыщенного слоя (см. табл. 11.2). На рыхлых отложениях — это 18—22 см, на коренных породах 10—14 см. Пробы анализируют на Ra радиохимическим методом, на U и Th — рентгеноспектральным, на K — пламенной фотометрией.

Данные γ -спектрального и радиогеохимического опробования подвергают статистической обработке. Выявляется в первую очередь наличие значимого систематического расхождения средних содержаний элементов q_j , найденных разными методами. При наличии систематической погрешности выясняется и устраняется ее источник.

Далее на трех участках (индекс m) проводят многократные высокоточные измерения частоты импульсов N_{im} в рабочих окнах (i) градуируемого γ -спектрометра. Длина градуировочного участка l (м) для спектрометров с аналоговой регистрацией при съемке в движении со скоростью v (м/с) и с постоянной времени τ (с)

$$l = 15\tau v.$$

Для самолетных спектрометров — это около 1,0—1,2 км, для автомобильного — 0,20—0,25 км.

Ширина участка d зависит от высоты H детектора над поверхностью земли и от заданной доли излучения I относительно I_∞ (табл. 8.5). Последний параметр следует ограничить 80 %, ибо дальнейшее повышение его на 10 % приводит к увеличению ширины полосы d почти в полтора раза. Вместе с тем данные табл. 8.5 показывают, что нельзя ограничиваться опробованием узкой полосы, как, например, 50—100 м. Оптимальной для градуирования самолетных спектрометров на высоте полета 50 м является полоса шириной 200 м (по 100 м в одну и другую сторону от магистральной линии полета), для градуирования автомобильных спектрометров при высоте детектора 1 м — полоса шириной около 10 м. Для вертолетного γ -спектрометра при зависании вертолета на высоте 10 м 80 % излучения создается квадратом со стороной около 75 м. При эффективной высоте $H_{эф} = 4$ см центра детектора подводного или пешеходного γ -спектрометра диаметр опробуемой площадки должен быть около 4 м.

Содержания радионуклидов q_{jm} по трем участкам и скорости счета N_{im} используют для расчета градуировочных коэффициентов A_{ij} (%·с), решая систему из 9 уравнений типа (8.4), как это было рекомендовано ранее для насыщенных рудных моделей.

Т а б л и ц а 8.5. Доля излучения I/I_{∞} при разной ширине d излучающей полосы. Полет вдоль длинной центральной оси полосы; высота $H = 50$ м

Ширина полосы d , м	$100I/I_{\infty}$, %	Ширина полосы d , м	$100I/I_{\infty}$, %
50	34,5	250	87,3
100	57,7	300	92,2
150	71,2	350	95,6
200	80,7	400	98,5

Значения q_{jm} более целесообразно брать по результатам наземной γ -спектральной съемки, проверенной радиогеохимическим опробованием. При равномерном распределении основного радионуклида на участке значения q_{jm} осредняют. Если распределение излучателей неравномерно, находят эффективное содержание R_a , Th, K с учетом весовых коэффициентов K_n , численно равных доле излучения элементарных площадок с центром в пункте измерений q_j наземным спектрометром (или в пункте отбора радиогеохимической пробы) относительно излучения I_{∞} .

Формула для расчета K_n записывается на основе равенства (7.20) и имеет вид

$$K_n = \left[\int_{a_1}^{a_2} \int_{b_1}^{b_2} r_v^{-3} e^{-\mu_v r_v} dx dy \right]^{-1} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} r_v^{-3} e^{-\mu_v r_v} dx dy \right], \quad (8.28)$$

где $r_v = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + H^2}$; x_0 , y_0 — координаты пункта детектирования излучения; a_1 , a_2 , b_1 , b_2 — координаты элементарной площадки или полосы (рис. 8.8, а), для которой вычисляется весовой коэффициент K_n .

В целях иллюстрации методики на рис. 8.8, б, в приведены значения весовых коэффициентов K_n для квадратных площадок со стороной 25 м при зависании вертолета над центром градуировочного участка ($H = 10$ м) и для бесконечных в направлении залетов ($H = 50$ м) полос шириной 25 м каждая. В силу симметрии распределения данных значения K_n приведены на рисунке для части площади.

Эффективное содержание элемента j на участке m с неравномерным распределением элемента вычисляется по формуле

$$q_{jm} = \sum_{n=1}^p K_n q_{jnm}, \quad (8.29)$$

где p — число полос справа и слева от линии полета самолета или число площадок на всем градуировочном участке; n — номер полосы или площадки,

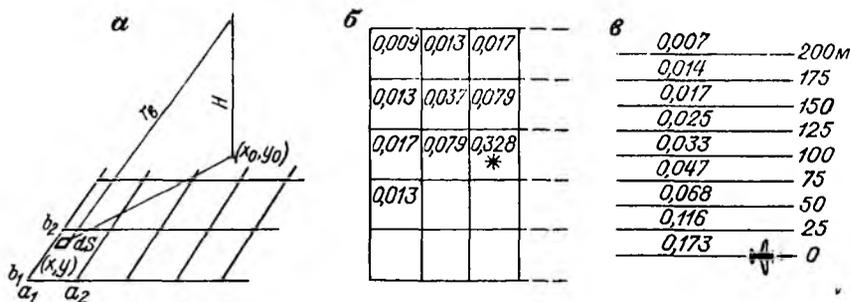


Рис. 8.8. Весовые коэффициенты K_n при расчете эффективного содержания радионуклидов на градуировочных участках.

а — к равенству (8.28); б — значения K_n для элементарных площадок при зависании вертолета на высоте 10 м над центром градуировочного участка (отмечен звездочкой); в — значения K_n бесконечных полос в направлении полета самолета на высоте $H = 50$ м.

Близость условий градуирования γ -спектрометров в движении и условий выполнения γ -съемок, возможность экспрессного определения содержания Ra, Th, K в покровных отложениях с помощью наземного спектрометра, учет неравномерности распределения радионуклидов на участке делают рассматриваемый метод мобильным и перспективным. Поэтому подобные полигонные участки имеются в разных районах СССР. Однако по надежности метрологического обеспечения этот метод уступает ранее описанному способу градуирования аэрогамма-спектрометров на герметичных крупногабаритных моделях с достаточно высокими содержаниями радионуклидов. Причинами этого являются трудно учитываемые и меняющиеся во времени эманирование пород, влажность, концентрация атмосферного Rn и др.

Требования к точности градуирования γ -спектрометров оценивают, изучая относительную погрешность δ_{q_j} определения радионуклида с содержанием q_j , возникающую из-за погрешности (абсолютной) определения пересчетных коэффициентов Δa_{ij} . Используя зависимость $q_j(a_{ij})$ типа (8.5) и частные производные $\partial q_j / \partial a_{ij}$, получаем

$$\delta_{q_j} = \frac{1}{q_j} \sqrt{\sum_i [(\partial q_j / \partial a_{ij}) \Delta a_{ij}]^2}. \quad (8.30)$$

Некоторые расчетные данные для двухкомпонентной рудной системы (U, Th) приведены в табл. 8.6. Погрешность δ_{q_j} превышает в 1,2—2,0 раза значения δa_{ij} , если определяемый элемент преобладает в руде, и возрастает до (5 ÷ 6) δa_{ij} , если этот элемент находится в подчиненном содержании. Очевидно, что относительные погрешности δ_{q_j} в случае трехкомпонентной системы и низких содержаний U (Ra), Th, K будут значительно выше указанных в табл. 8.6.

Таблица 8.6. Относительные погрешности определения U и Th при заданных погрешностях пересчетных коэффициентов для условий рудного γ -спектрального каротажа

Относительная погрешность определения пересчетных коэффициентов, %		Значения $\delta_{q_{ij}}$ (%) при разных содержаниях U и Th, %										
		$q_U=0,03$ $q_{Th}=0,30$		$q_U=0,03$ $q_{Th}=0,10$		$q_U=0,03$ $q_{Th}=0,03$		$q_U=0,10$ $q_{Th}=0,03$		$q_U=0,30$ $q_{Th}=0,03$		
		U	Th	U	Th	U	Th	U	Th	U	Th	
$\delta a_{1U, Th}$	$\delta a_{2U, Th}$											
1	1	5,1	1,3	3,0	1,2	1,6	1,4	1,3	2,1	1,3	4,3	
2	2	13	2,4	7,5	2,5	3,3	2,7	2,6	4,3	2,2	7,7	
2	5	27	6,0	13,5	6,1	4,9	6,4	3,0	8,2	2,4	11,4	
5	5	41	6,2	18,5	6,2	7,4	6,8	6,4	10,8	6,4	17,0	

Используя формулу (8.30) и реальные значения Δa_{ij} , следует оценить граничные условия, при которых полевая γ -спектрометрия может обеспечить указанные в табл. 5.2 допустимые погрешности определения содержания U (Ra), Th, K, и те условия, в каких она по точности не может быть приравнена лабораторным аналитическим методам.

Глава 9

АЭРОГАММА-СЪЕМКА

Аэрогамма-съемка является скоростным методом поисков урановых месторождений, позволяющим локализовать перспективные площади для наземных исследований. На современном этапе она используется также для геолого-геохимического картирования и поисков месторождений нерадиоактивных полезных ископаемых (TR, Ta, Nb, P, Mo, Au, Al, Sn и др.), имеющих генетическую или пространственную связь с зонами аномального распределения U (Ra), Th, K.

Достоинствами аэрогамма-съемки по сравнению с наземными модификациями γ -метода являются быстрота исследования больших территорий и экономичность выполнения поисков, недостатками — высокая вероятность пропуска месторождений любого масштаба в условиях, неблагоприятных для формирования открытых ореолов рассеяния, ограниченная эффективность поисков U в горных районах, где нельзя обеспечить кондиционную высоту полета, и необходимость выполнения значительного объема работ по наземной проверке аэроаномалий, генетическую природу которых часто не удается распознать в воздухе.

9.1. Характеристика γ -поля геологических объектов на высоте полета

Суммарный эффект, регистрируемый радиометрическим прибором на высоте H ,

$$I = I_{\text{п}} + I_{\text{к}} + I_{\text{н}} + I_{\text{а}}, \quad (9.1)$$

где $I_{\text{п}}$, $I_{\text{к}}$, $I_{\text{н}}$, $I_{\text{а}}$ — составляющие излучения, обусловленные соответственно загрязнением радионуклидами прибора и летательного аппарата, космическим излучением, нормальным содержанием радиоактивных элементов в породе и локально распределенными аномальными содержаниями U, Th, K (рис. 9.1, а).

Две первые составляющие создают остаточный фон

$$I_{\text{ост}} = I_{\text{п}} + I_{\text{к}}. \quad (9.2)$$

Остаточный фон соответствует показаниям азурорадиометра или спектрометра на высоте 700—800 м над поверхностью земли, где полностью затухают составляющие $I_{\text{н}}$ и $I_{\text{а}}$, или на малых высотах над водоемом при значительном удалении от берега. В современной аппаратуре $I_{\text{ост}}$ компенсируют с помощью специального устройства и при обработке информации, как правило, не учитывают. Однако из-за роста $I_{\text{к}}$ с высотой (рис. 9.1, б) иногда вводится поправка на космическую составляющую в каналах содержаний [2, 3].

Значение $I_{\text{н}}$ в равенстве (9.1) слагают излучение пород с кларковыми содержаниями радионуклидов и излучение атмосферного Rn. Аппаратурную мощность дозы $I_{\text{н}}$ (пА/кг) при известном содержании U, Th, K в породе вычисляют по формулам (7.23) и (7.26) при значениях μ/ρ , указанных в табл. 2.8, и урановых эквивалентах Th и K соответственно $0,43$ и $1,2 \cdot 10^{-4}$. Над кислыми изверженными породами $I_{\text{н}} = 0,5 \div 0,7$ пА/кг; над основными породами

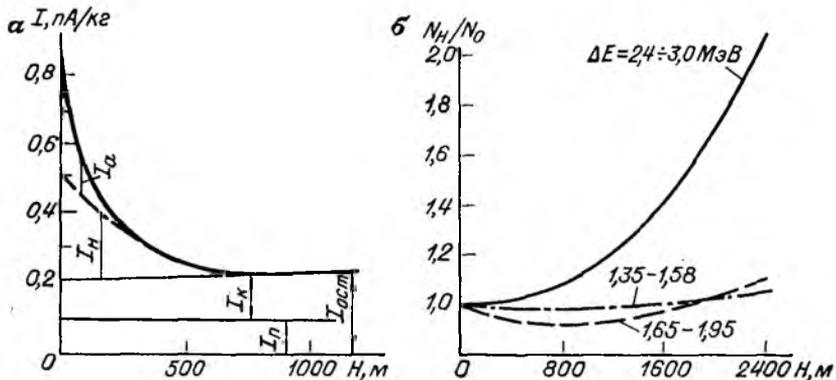


Рис. 9.1. Высотные зависимости суммарной интенсивности γ -излучения (а) и остаточного фона в разных энергетических окнах ΔE (б).

и известняками 0,1—0,2; над песчаниками и сланцами 0,3—0,6; над почвами 0,2—0,4. Излучение атмосферного R_p в воздухе составляет в среднем 5—7 % от суммарного излучения пород I_{Σ} , но возможно увеличение этих значений до $(0,1 \div 0,15)I_{\Sigma}$ и до $(0,4 \div 0,6)I_{U(Ra)}$ в утренние часы (см. раздел 9.3).

Т а б л и ц а 9.1. Изменение γ -поля с высотой при разном положении маршрута относительно короткой оси аномалии

Высота H , м	Отношение $I_a(H)/I_a(H=1\text{ м})$ над участками размером							
	100×200 м				20×60 м			
	Над центром участка, вырост простираия	По краю участка	В 40 м от края участка	В 100 м от края участка	Над центром участка, вырост простираия	По краю участка	В 40 м от края участка	В 100 м от края участка
1	1,00	—	—	—	1,00	—	—	—
30	0,520	0,340	0,083	—	0,147	0,126	0,023	0,004
50	0,325	0,230	0,070	—	0,056	0,052	0,017	0,004
70	0,215	0,158	0,088	0,027	0,032	0,030	0,014	0,003
100	0,125	0,098	—	—	0,014	0,012	0,010	—

Т а б л и ц а 9.2. Эффективные коэффициенты ослабления γ -излучения U и Th в воздушной среде

Энергетический диапазон, МэВ	Значения $\mu_{\text{возд}}$ (м^{-1}) для излучателей	
	U	Th
0,02—3,0	0,0032	0,0028
0,20—3,0	0,0042	0,0036
1,35—1,56	0,0042	0,0035
1,64—1,88	0,0043	0,0037
2,05—2,65	0,0044	0,0039
2,50—2,80	—	0,0040

Т а б л и ц а 9.3. Поглощение излучения в покровном слое [3]

Толщина покрова h , см	Доля излучения, прошедшего через покровный слой					
	Снег, $\rho=0,1\text{ г/см}^3$, при радиусе участка λ , м			Рыхлые отложения, $\rho=2,0\text{ г/см}^3$, при радиусе участка λ , м		
	50	200	∞	50	200	∞
10	0,96	0,94	0,93	0,48	0,36	0,32
20	0,93	0,89	0,86	0,24	0,15	0,13
40	0,86	0,80	0,76	0,06	0,03	0,03
60	0,81	0,74	0,69	—	—	—

Аномальная составляющая I_a от локальных объектов зависит от размера участка, высоты полета (см. рис. 7.9), расстояния от линии маршрута до края и центра участка (табл. 9.1), скорости полета самолета (см. рис. 7.7), инерционности аппаратуры с аналоговым регистратором, особенностей распределения радионуклидов по площади. Аналитические зависимости I_a от указанных параметров рассмотрены в разделах 7.4—7.6. Экспериментальные значения $\mu_{\text{возд}}$ для разных участков γ -спектра приведены в табл. 9.2.

Данные табл. 9.1 и рис. 7.9 показывают, что излучение I_a затухает с высотой относительно медленно над источниками больших размеров и весьма быстро над локальными объектами, особенно при положении маршрута в стороне от объекта.

Экранирующее действие рыхлых образований и снежного покрова показано в табл. 9.3 [3]. Поправка на поглощение излучения лесным покровом в условиях среднего бонитета для березового леса равна 0,93, для хвойного 0,80. Снежный покров сравнительно мало ослабляет излучение и при высоте его до 0,5—0,7 м не является препятствием для выполнения γ -съемки в зимнее время.

9.2. Приведение γ -поля, измеренного на высоте полета, к уровню земли

В соответствии с равенством (7.26) для перехода от излучения I на высоте полета H к излучению I_0 у поверхности земли в нормальных полях используют выражение

$$I_0 = I/E_2(\mu_b H) = IP_H, \quad (9.3)$$

где $P_H = 1/E_2(\mu_b H)$ — коэффициент приведения (табл. 9.4), равный отношению интенсивности излучения у поверхности земли к излучению на высоте полета.

В конструкции самолетных приборов (см. рис. 9.2) предусмотрено автоматическое приведение нормального γ -поля к уровню земли с помощью счетно-решающего блока автоматического приведения высоты (АПВ) с использованием сигнала, поступающего с радиовысотомера.

Т а б л и ц а 9.4. Коэффициенты приведения P_H для нормальных γ -полей (аппаратура типа АГС-71С)

Абсолютная высота h , км	Значения P_H при относительной высоте H , м									
	20	25	30	35	40	50	60	70	80	100
0	1,23	1,29	1,35	1,41	1,47	1,60	1,73	1,86	2,00	2,27
1	1,20	1,25	1,30	1,35	1,41	1,52	1,63	1,75	1,87	2,13
2	1,19	1,23	1,27	1,31	1,36	1,45	1,54	1,65	1,75	1,96

Таблица 9.5. Коэффициенты приведения для локальных аномалий ($\tau = 0,5$ с; $v = 50$ м/с)

Ширина аномалии T , м	Значения P_a/P_H на высоте полета H , м				
	20	40	60	80	100
50	>50	>50	>50	>50	>50
100	6,0	40,0	>50	>50	>50
150	2,2	5,0	22,0	>50	>50
200	1,4	2,0	4,0	20,0	>50
250	1,1	1,3	1,8	8,5	20,0
300	1,0	1,1	1,3	1,7	3,0
350	1,0	1,0	1,0	1,2	1,5

В локальных аномальных полях поправку на высоту полета H (табл. 9.5) при ручной обработке вводят в экстремальные значения интенсивности излучения и концентрации радионуклидов в зависимости от ширины аномалии T (см. рис. 7.7):

$$I_{0a} = I_{\phi} + \Delta I P_a / P_H; \quad (9.4)$$

$$q_{0a} = q_{j\phi} + \Delta q_j P_a / P_H, \quad (9.5)$$

где I_{ϕ} и $q_{j\phi}$ — фоновые значения γ -поля и содержания нуклида j ; ΔI и Δq_j — аномальные приращения параметров; $P_a(T, Q, H)$ — коэффициент приведения локальной аномалии, вычисленный с учетом коэффициента инерционных искажений Q , ширины аномалии T и высоты полета H (см. раздел 7.7).

Коэффициент P_H включен в равенства (9.4 и 9.5) в связи с тем, что блок АПВ автоматически вводит в аналоговую запись поправку на высоту в соответствии с равенством (9.3) как в нормальные, так и в аномальные значения поля. Блок АПВ вносит также искажения в картину γ -поля над локальными формами рельефа: над



Рис. 9.2. Структурная схема аэрогамма-спектрометра.

возвышенностями записываются отрицательные аномалии небольшой амплитуды, над котловинами — положительные [3].

Иногда для удобства сопоставления на земле результатов, полученных самолетным и пешеходным приборами, вводят в равенства (9.3 и 9.4) коэффициент ζ , учитывающий различия их энергетических порогов и спектральной чувствительности. Тогда

$$I_{0\zeta} = \zeta I P_H. \quad (9.6)$$

Коэффициент ζ находят путем сравнения данных самолетного и пешеходного приборов по двум-трем опорным профилям.

9.3. Физические и метеорологические факторы, влияющие на результаты аэрогамма-съемки

К числу основных факторов, снижающих точность определения радионуклидов, относятся: 1) эманирование горных пород; 2) вариации содержания Rn в приземном слое атмосферного воздуха; 3) выпадение осадков и колебания влажности почв.

Эманирование горных пород по Rn приводит к потере части излучателей из верхнего слоя пород и к уменьшению урановой составляющей I_p . В соответствии с формулой (14.63) при значениях коэффициента диффузии Rn, равных 10^{-2} — 10^{-3} см²/с, и коэффициенте эманирования пород $K_{эм}$ отношение

$$I_{эм}/I_0 \approx 1 - 0,8K_{эм}, \quad (9.7)$$

где I_0 и $I_{эм}$ — урановые составляющие излучения неэманлирующих и эманлирующих образований.

Учет эманирования по Rn можно, выбирая градуировочные участки (см. раздел 8.4) со средними для полигона значениями $K_{эм}$, а если градуирование аппаратуры проводится на герметичных моделях, — вводя поправку в содержание U (Ra) на эманирование, равную $I_0/I_{эм}$ [см. формулы (9.7) или (14.63)].

Выделение Rn из горных пород в атмосферу кроме указанного эффекта приводит к накоплению Rn в приземном слое атмосферы и к увеличению регистрируемых значений q_U . Последнее явление связано с возникновением в ночные и утренние часы на высотах от 10—20 до 150—200 м слоя температурной инверсии, в котором температура с высотой не убывает, как обычно, а возрастает на 5—10 °C. В инверсионном слое прекращается перенос Rn в вышележащие слои атмосферы и происходит постепенное накопление излучателей. Суточные вариации фонового содержания U (Ra) за счет этого явления достигают $(0,15 \div 0,30) \cdot 10^{-4}$ % в условиях морского климата и до $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-4}$ % внутри континентов. Наибольший уровень фона наблюдается в 5—7 ч утра, редко в 8—9 ч. Постоянный уровень нормального фона устанавливается обычно к 10—11 ч, в аридных же климатических условиях он может уменьшаться в течение всего дня.

В современной аппаратуре предусмотрена компенсация влияния атмосферного R_n путем установки дополнительного детектора, экранированного снизу свинцом и регистрирующего излучение R_n лишь над самолетом.

Выпадающие на землю атмосферные осадки захватывают с собой твердые продукты распада R_n . В результате на поверхности земли образуется тонкий излучающий слой с активностью, эквивалентной в условиях континентального климата $(7 \div 10) \cdot 10^{-4} \% U$ при сильном дожде, $(3 \div 5) \cdot 10^{-4} \% U$ — при среднем и $(1 \div 2) \cdot 10^{-4} \% U$ при слабом. По окончании дождя первоначальный фон восстанавливается через 2—2,5 ч (время распада RaC). Большой экспериментальный материал показывает, что на площадях с континентальным климатом проводить γ -спектральные съемки во время даже слабого дождя нецелесообразно. В приморских районах эта рекомендация касается лишь сильного дождя.

Увеличение влажности w горных пород приводит к уменьшению массовой доли радионуклидов и к снижению интенсивности их излучения $I_{вл}$ относительно излучения I_c сухих пород. По данным раздела 13.2

$$I_c = I_{вл} (1 + 0,15w)/(1 - w). \quad (9.8)$$

Вместе с тем влага, заполняя поры породы, снижает выход R_n в атмосферу, что приводит к возрастанию I . В итоге по экспериментальным данным [3] при значениях $K_{эм} = 30 \div 50 \%$ поправка на изменение влажности незначительна и учету не подлежит.

9.4. Организация и общие положения методики аэропоисков

Летная партия представляет собой крупную производственную единицу. В ее состав входят отряды: летный, поисковый, два-три отряда предварительной и детальной проверки аномалий, буровой, отряд общих геофизических методов, аналитическая лаборатория, дробильный цех, автотранспортная служба, ремонтная мастерская, радиостанция.

Аэропоисковые работы выполняют в три этапа:

1) проектирование и организация работ в соответствии с геологическим заданием;

2) аэропоиски в планируемом масштабе, наземная проверка аэроаномалий, опытно-методические исследования;

3) камеральные работы и составление отчета.

Подготовка к аэросъемке начинается с осени предшествующего года и включает в себя рекогносцировочные залеты, изучение литературы и фондовых материалов, составление карт геолого-геофизической изученности и условий ведения работ, карт радиометрических аномалий и прогнозной оценки территории, подбор и размножение топокарт и фотопланов, обеспечение транспортом, оборудованием, кадрами, заключение договоров на аренду само-

лета или вертолета, выбор полевых аэродромов, оборудование базы партии.

Аэросъемочные полеты подразделяются на рекогносцировочные, собственно съемочные, детализационные, контрольные и опытно-методические. Рекогносцировочные полеты составляют при работе в крупных поисковых масштабах 3—5 % летного времени по съемочным маршрутам и до 15 % при работе в мелких масштабах; детализационные полеты — 15 %; контрольные (повторные и секущие маршруты) — 3—5 %; опытно-методические, включающие полеты над опытными и градуировочными полигонами, — 25 %. При выполнении съемочных полетов до 40—45 % летного времени занимают подлеты к участкам съемки и возвращение, развороты, контроль и настройка аппаратуры, до 20 % — дополнительные полеты в горных условиях. В итоге общие затраты летного времени достигают 220 % относительно полетов по съемочным маршрутам. Все это строго учитывают при проектировании работ.

В основу полевой методики аэропоисковых работ на U положены следующие поисковые критерии.

1. Большинство рудопроявлений и месторождений U на земной поверхности проявлены аномалиями размерами 50—300 м и на лентах записи фиксируются в виде локальных пиков интенсивностью от 0,15—0,20 до 1,1—1,5 пА/кг и пиков содержания U от $(2 \div 3) \cdot 10^{-4}$ до $(10 \div 15) \cdot 10^{-4}$ % (см. раздел 9.8).

2. Из-за своих малых размеров рудные аномалии быстро затухают с высотой. Это заставляет снижать до предельно допустимой высоту полета, усиливать детализацию, изучать вертикальный градиент γ -поля.

3. В условиях ограниченной обнаженности пород развиваются слабо проявленные вторичные ореолы U, в результате чего возрастает площадь аномалий и снижается их интенсивность. Рудные аномалии становятся похожими на безрудные (см. рис. 9.3), существующие над обнажениями высокорadioактивных горных пород. В таких условиях большое значение приобретают геологические и геоморфологические наблюдения в полете и наземная проверка аномальных площадей.

4. Большинство гидротермальных месторождений U контролируется тектоникой; урановая минерализация нередко сопровождается сульфидами и магнитными минералами. В этих условиях ценную дополнительную информацию получают при изучении электрического и магнитного полей и при последующей комплексной интерпретации аэрогеофизических данных с учетом геоморфологических особенностей территории.

5. В процессе поисков нерадиоактивных полезных ископаемых (Sn, Au, Cu, Al и др.), парагенетически или пространственно связанных с участками слабо проявленного локального перераспределения U (Ra), Th, K, особое значение приобретают γ -спектральные признаки, вызываемые изменением соотношения радионуклидов,

размер флуктуации γ -поля, а также результаты геологических и геоморфологических наблюдений в полете (см. разделы 17.4 и 17.5).

Основной масштаб аэропоисков — 1 : 25 000. Изучаемая одним самолетом площадь в этом масштабе составляет 6—7 тыс. км², вертолетом — 2,0—2,5 тыс. км². Территории отдаленные и с неясными перспективами оценивают в масштабах 1 : 50 000 — 1 : 200 000. Высокоперспективные участки, особенно при использовании вертолетов, исследуют в масштабе 1 : 10 000, при условии, что в этом масштабе обеспечивается привязка наблюдений. Предельная кондиционная высота полета 75 м. С применением детекторов объемом 25—50 дм³ в принципе возможно увеличение высоты полета до 100—125 м. На участках, залетанных на некондиционной высоте, проводят наземные γ -поиски.

Методика полетов зависит от сложности строения рельефа. Выделяют пять категорий местности (табл. 9.6), где аэрогамма-съемка имеет свои методические особенности. В горных районах поисковую площадь исследуют небольшими участками, границами ко-

Таблица 9.6. Особенности методики аэрогамма-съемки в разных геоморфологических условиях

Характеристика местности	Углы склонов, градус	Относительные превышения, м	Минимальная допустимая высота полета, м	Рабочая высота полетов, м	Система залетов	Длина профилей, км
1. Равнина, мелкосопочник; небольшая мощность наносов	≤ 5	≤ 200	25	25—50	Параллельные прямолинейные маршруты	30—50
2. Равнина, изрезанная оврагами; большая мощность рыхлых отложений	≤ 7	≤ 200	25	25—50	Криволинейные маршруты вдоль рек, оврагов, балок	20—30
3. Холмы, гряды, предгорные пространства, горные равнины	7—15	200—500	50	50—75	Прямолинейные маршруты с кругами набора высоты и скатывания	10—15
4. Среднегорные области с высотами 1300—3000 м	15—35	500—700	75	75—100	Короткие прямолинейные маршруты. Полеты способами ступеней, скатывания, по горизонталям	5—8
5. Высокогорные области с высотами более 3000 м	> 24	Разные	100	100—120	Отдельные криволинейные маршруты	—

торых являются резко выступающие гребни. При облете крутых склонов применяют способы ступеней и скатывания, выполняя измерения на серии веерных или параллельных профилей. Расщелины и узкие долины изучают свободными маршрутами, не связанными с определенной сетью. В горных условиях практикуют полеты по горизонтали на постоянной барометрической высоте, в 60—70 м от склона. Характерные ориентиры и время их пролета фиксируют через 3—5 км, а в условиях низкогорного холмистого рельефа — через 7—10 км.

Съемочные работы обычно ведут в утренние часы, при слабом ветре; методические исследования, требующие минимального влияния атмосферных факторов (см. раздел 9.3), выполняют после 10 ч. Продолжительность работы в воздухе около 6 ч на самолете и около 4 ч на вертолете.

Способы привязки наблюдений и их особенности указаны в табл. 9.7. Наиболее распространена фотопривязка с помощью короткофокусных аппаратов. Ориентиры фотографируют в полете через 2—5 км и их положение опознают на фотопланах или фотокаркасах. Наиболее точный способ привязки — радиогодезический. Он основан на приеме сигналов от передающих радиомаяков.

Для оценки полевой точности и увязки аэронаблюдений в разные дни прокладывают повторные и секущие маршруты. Секущие маршруты направляют вкрест съемочных маршрутов в спокойном γ -поле средней интенсивности и залетывают их в прямом и обратном направлении. В этом же полете проводят измерения на контрольном маршруте вблизи аэродрома и, по возможности, на градуировочных участках (см. раздел 8.4).

Т а б л и ц а 9.7. Привязка аэронаблюдений

Способы привязки	Область применения	Дополнительное оборудование	Расстояние между ориентирами, км	Погрешность привязки, м	
				ориентиров	аномалий
1. Визуальный по естественным и искусственным ориентирам	Везде, кроме безориентирной местности	—	7—10 (до 15)	50—100	600
2. Аэрофотографический	Везде, кроме водной поверхности	Аэрофотоаппараты	2—5	20—30	100
3. Аэрофотографический с курсографом	При спокойном рельефе, малом числе ориентиров	Аэрофотоаппараты и курсограф	2—5	20—30	100—200
4. Радиогодезический	В открытой местности	Радностанция, радномаяки	2—3	10—15	50—60

9.5. Аэрогамма-спектральная аппаратура

Аэропоиски полезных ископаемых проводят с помощью комплексных аэрогеофизических станций, регистрирующих в тех или иных сочетаниях гамма-, магнитное, электрическое поля.

В комплект аппаратуры входят:

- 1) гамма-спектрометр с устройствами компенсации естественных радиационных помех;
- 2) протонный магнитометр с устройствами компенсации основных видов помех носителя;
- 3) электроразведочная аппаратура, предназначенная для работ или по методу бесконечного длинного кабеля (БДК), или дипольного индуктивного профилирования (ДИП), или сверхдлинноволнового радиопрофилирования (СДВР);
- 4) аналоговые регистрирующие устройства;
- 5) система кодовой регистрации с микропроцессором и магнитофоном;
- 6) аэронавигационная система, состоящая из бортовых устройств и наземных автоматических базисных станций, обеспечивающая прокладку и привязку аэрогеофизических маршрутов;
- 7) аэрофотоаппаратуры для фотографирования ориентиров и аномальных участков;
- 8) барометрический и радиовысотометры для регистрации абсолютных и относительных высот полета.

Аэрогеофизические станции размещают в самолетах Ан-2 или вертолетах типа Ми-8, имеющих соответственно рабочую скорость полета 160—180 и 110—140 км/ч, максимальную продолжительность полета 7,5 и 4,9 ч, дальность полета 1400 и 670 км, динамический высотный потолок 4500 и 4000 м.

Гамма-спектрометры (см. рис. 9.2), входящие в комплект современной аэростанции, представляют собой весьма сложную и дорогостоящую аппаратуру, позволяющую не только проводить регистрацию различных составляющих γ -поля, но и осуществлять предварительную интерпретацию и анализ результатов наблюдений, включая выделение в полете по комплексу признаков локальных перспективных площадей.

В качестве детекторов γ -излучения применяют в основном сцинтилляторы NaI (Тl) в виде блоков детектирования, включающих от 4 до 12 детекторов размерами $200 \times (100 \div 150)$ мм каждый. В мировой практике широко применяют сцинтилляционные [NaI (Тl)] детектирующие блоки, составленные из брусков размерами $10 \times 10 \times 40$ см, общим объемом до 50 л и более.

Для автоматического введения поправок на изменение концентрации атмосферного Rn и космической компоненты фона предусмотрен фоновый детектор NaI (Тl), экранированный снизу свинцовым экраном от γ -излучения земной поверхности.

Регистрацию γ -поля аппаратурой СКАТ-77 проводят в области фотопиков 1,12 (с весовым коэффициентом 0,5) и 1,76 МэВ в спектре U; 2,61 МэВ в спектре Th и 1,46 МэВ в спектре K (см. табл. 3.4). Стабилизацию масштаба энергетической шкалы обеспечивают применением автоматической замкнутой системы стабилизации по β — γ -совпадениям (см. раздел 8.3, рис. 8.4). Информация записыв-

вается на магнитной ленте с дискретностью 0,2—0,3 с и в аналоговой форме на бумажной ленте (q_U , q_{Th} , q_K , I_γ , высота полета H).

В мировой практике [68, 72] приобретают все более широкое применение аэрогамма-спектрометры с регистрацией полного γ -спектра 256- или 1024-канальным анализатором. Такие приборы позволяют определять содержание U, Th, K, суммируя частоту импульсов по каналам в обычных рабочих окнах (см. табл. 8.2) или подбирая до наилучшего совпадения измеренный и расчетный аппаратурный спектры; дают возможность регистрировать суммарную мощность дозы I_γ и доли излучения каждого из элементов (I_U , I_{Th} , I_K), космическое излучение, содержание атмосферного Rn, при необходимости позволяют фиксировать осколочное загрязнение в связи с изучением экологических проблем.

Средствами настройки, проверки и градуирования γ -спектрометров служат набор образцовых спектрометрических источников (см. табл. 3.5), градуировочные модели U, Th, K, источники излучения ^{113}Sn и ^{88}Y . Так как органы Госстандарта ныне рассматривают аэроспектрометрическую аппаратуру (АГС-71, СКАТ-77) как спектрометры γ -излучения, то поверке в первую очередь подлежат следующие параметры: диапазон энергии (3 МэВ), энергетическое разрешение ($\omega_{Cs} \leq 18\%$), интегральная нелинейность ($\leq 5\%$), основная (3%) и дополнительная (2%) погрешности измерения энергии γ -излучения.

Блок содержания γ -спектрометра градуируют на насыщенных по γ -излучению моделях, создаваемых обычно на аэродромах, и на градуировочных полигонах, где предварительно проводят радиогеохимическое опробование верхнего слоя рыхлых отложений. Технология градуирования детально рассмотрена в разделе 8.4. Для оперативного градуирования и контроля чувствительности используют комплект из трех-пяти герметичных малых рудных моделей (U, Th, K, фоновая и комбинированная) с известным эквивалентным содержанием радионуклидов; модели представляют собой плоские или цилиндрические контейнеры диаметром 250 и высотой 100—150 мм. Для имитации излучения K иногда привлекают ампульные источники ^{60}Co , помещаемые в рассеивающую песчаную среду. Интегральный канал градуируют γ -источником ^{226}Ra ; текущую проверку осуществляют источником ^{60}Co , автоматически перемещая его в момент контроля к детектору с помощью дистанционного приспособления.

9.6. Подготовка и выполнение полетов. Детализация аномалий

Накануне вылета штурман и бортоператор получают задание и инструктаж от технического руководителя партии, паносят предстоящие маршруты на топографическую основу, намечают основные ориентиры, изучают геологическую карту съемочной площади.

Перед полетом прогревают спектрометр и радиовысотометр; проверяют питание, положение нулей записи, калибровку шкал; устанавливают по шаблону масштабы записи содержаний с помощью рудных моделей и высотографа по имитатору высоты; периодически изучают флуктуации записи фона на стоянке самолета. Раз в 8—10 сут проверяют масштаб записи радиовысотометра и правильность работы схемы АПВ путем залетов на высотах 100, 80, 60, 40, 20 м.

После взлета самолета или вертолета набирают высоту 800 м. Здесь проверяют нули записи, усиление, проводят компенсацию остаточного фона, затем спускаются до рабочей высоты и проходят контрольный маршрут протяженностью 4—6 км, после чего самолет или вертолет направляют на съемочный участок.

Система залетов и высота полета в различных геоморфологических условиях приведены в табл. 9.6.

В процессе съемки бортоператор периодически проверяет положение нулей записи шкал, следит за работой регистраторов, проводит геологические и геоморфологические наблюдения, сопоставляет увиденное с геологической картой, нумерует маршруты и фотоориентиры, фиксирует время начала и конца профилей, проводит детализацию аномалий, сбрасывает вымпелы, оформляет ленты записи. Пилот выдерживает заданные направления, высоту и скорость полета; обеспечивает безопасность полета. Штурман следит за точностью прокладки курса, отмечает в бортовом журнале отклонения, фиксирует ориентиры, составляет схематические кроки местности при детализации аномалий, наносит аномалии на полетную карту.

После завершения съемки проверяют на высоте около 800 м усиление, настройку блока содержаний (по шаблону), измеряют остаточный фон по всем каналам, после чего самолет проходит на рабочей высоте контрольный маршрут и идет на посадку.

Детализацию аномалий в воздухе выполняют в процессе съемочного полета или после камерального анализа лент записи. При поисках урана в первую очередь детализируют локальные аномалии ($T \leq 360$ м) урановой или смешанной (U, Th) природы, регистрируемые на участках с благоприятной геологической и геоморфологической обстановкой. На задернованных площадях в таких условиях детализируют и нелокальные аномалии при $T = 500$ м и более. При поисках нерадиоактивных полезных ископаемых, связанных с зонами калневого метасоматоза, детализируют в первую очередь аномалии калневой природы, подтвержденные аномальной записью доминирующего признака бортовым интерпретационным устройством. При поисках россыпных месторождений наибольший интерес представляют торневые аномалии.

Детализационные полеты проводят на возможно малой высоте. Вначале повторяют выявленный аномальный участок маршрута и, если информация подтверждается, выполняют полеты по 4—6 параллельным профилям длиной 2—4 км, при расстоянии между профилями 50—100 м, до выхода в нормальное поле и по текущему профилю; сбрасывают вымпел над эпицентром аномалии. После

этого набирают высоту для зарисовки штурманом кроки и для фотографирования аномальной зоны.

После окончания детализации съемку продолжают, начиная от надежного ориентира, предшествующего регистрации аномалии.

9.7. Обработка и интерпретация материалов аэрогамма-съемки

Основными полевыми материалами являются: 1) ленты аналоговой записи; 2) магнитные ленты (МЛ) или перфоленты (ПЛ) кодовой регистрации, сопровождаемые бортовыми журналами; 3) аэрофильмы фотопривязки; 4) полетные топокарты, штурманские бортовые журналы и кроки аномалий; 5) отчет командира экипажа о выполнении задания.

Обработку материалов проводят в два этапа: первичную обработку — в полевой период, окончательную — в камеральный.

В состав первичной обработки, выполняемой в полевых условиях нередко вручную, входят: расшифровка лент аналоговой записи, выделение аномалий и нахождение их параметров, обработка фильмов фотопривязки и опознание ориентиров, построение схем маршрутов, предварительных карт изоконцентраций U , Th , K и карт γ -поля (по перспективным участкам), полевая интерпретация, связанная с оперативным выделением площадей, перспективных на поиски полезных ископаемых, с целью проведения на них наземных проверочных работ.

Окончательная обработка материалов выполняется на ЭВМ. Она включает: увязку всех данных с учетом фотопривязки и измерений по повторным, текущим и контрольным маршрутам; составление окончательных карт концентраций, карт γ -поля, сводных и вспомогательных геохимических карт; карт результатов окончательной геолого-геохимической интерпретации результатов, отличающейся от полевой более обоснованным выделением и оценкой локальных аномалий и перспективных площадей и использованием аэроданных для целей геологического картирования и металлогенических построений. Используя ЭВМ, иногда составляют карты содержаний в нормализованных единицах, принимая за единицу стандарт флуктуации содержания σ_{q_i} , с сечениями изолиний 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 σ_{q_i} и т. д. [44].

Ручная обработка. Ручная обработка аналоговых лент включает следующие операции: 1) осреднение записи содержаний U (Ra), Th , K и записи γ -поля и выделение аномалий; 2) нумерацию ориентиров, составление схемы маршрутов и их километровую разбивку; 3) обработку контрольных и градуировочных измерений и определение масштаба шкал содержаний радионуклидов, γ -поля и высоты полета; 4) считывание информации с лент записи и введение поправок на нестандартные условия съемки; 5) вынесение аэрогеофизической информации на схему маршрутов, а для отдель-

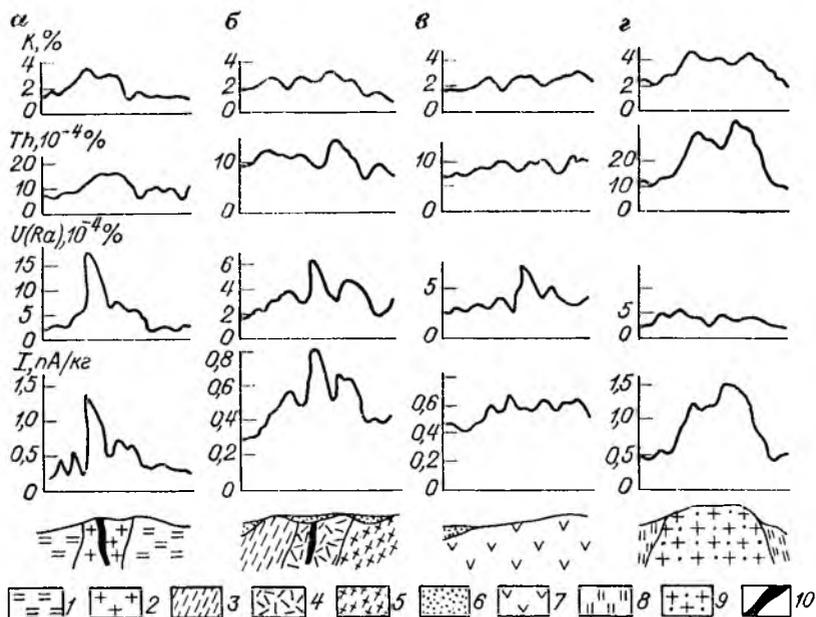


Рис. 9.3. Примеры аналоговой записи γ -аномалий на ленте.

Типы аномалий: *a* — рудная над открытым вторичным ореолом *U*, *b* — рудная слабо проявленная, *v* — ложная за счет флуктуаций, *z* — породная. 1 — гнейсы; 2 — граниты биотитовые; 3 — сланцы глинистые; 4 — дациты; 5 — сланцы кварцеванные; 6 — рыхлые покровные отложения; 7 — диабазы; 8 — кварциты; 9 — граниты аляскинтовые; 10 — ураноносные зоны.

ных перспективных участков — построение карт содержаний и карт γ -поля.

Одним из основных критериев отнесения небольшого пика в канале *U* (*Ra*) к аномалии, а не к флуктуации является наличие здесь же приращения ΔI в канале интегрального счета (рис. 9.3). Для этих же целей привлекают данные бортовых интерпретационных устройств. Выделенные аномалии вносят в каталог. Параметрами аномалий являются: местонахождение аномалии, значения q_U , q_{Th} , q_K в превышении над фоном окружающих пород, ширина аномалии *T* на половине пика, абсолютная и относительная высоты, геологические признаки. Аномалии наносят на схему маршрутов и на геологическую карту участка.

Схему маршрутов строят на камеральном экземпляре полетной топографической карты, используя фотопривязку ориентиров. Шкалы концентрации радионуклидов наносят по средним результатам измерения стандартных рудных моделей. Масштаб записи (%/мм) находят по формуле

$$M = q_j \text{ экв} / L_j, \quad (9.9)$$

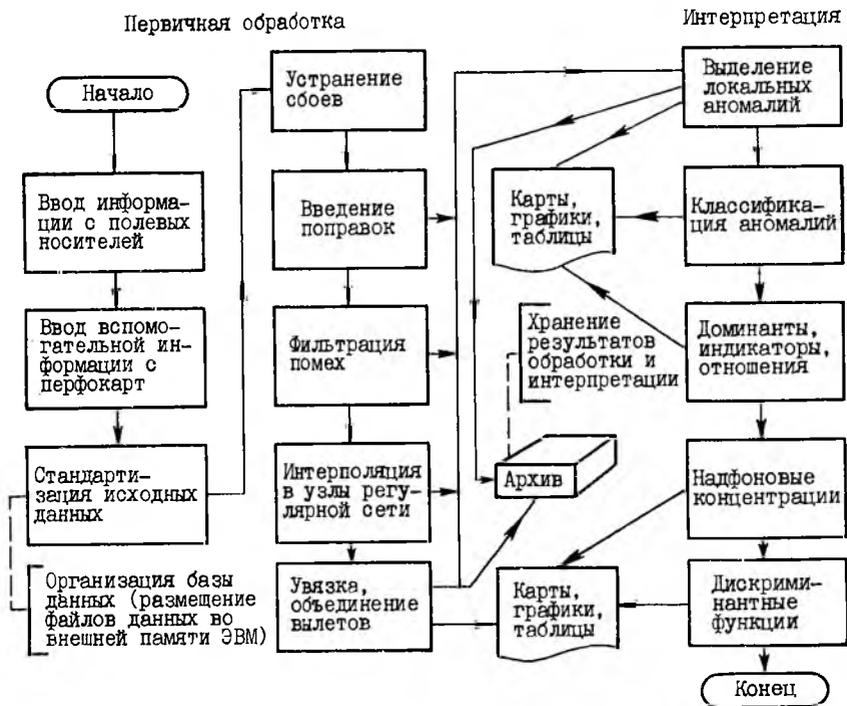


Рис. 9.4. Обобщенная схема обработки и интерпретации аэрогамма-спектральных данных на ЭВМ.

где q_j экв — эквивалентное содержание элемента j в модели; L_j — среднее приращение записи над окружающим фоном.

Для построения шкалы интегрального канала используют результаты калибровки его приборным калибратором и результаты градуирования стандартным радиевым источником.

Найденные значения q_j и L_j при необходимости исправляют на нестандартные условия измерений (см. разделы 9.2 и 9.3) и затем переносят на карты с сетью маршрутов, а также фиксируют в специальном журнале, чтобы обеспечить последующие расчеты производных параметров радиогеохимического поля (q_{Tb}/q_U , $q_K q_U/q_{Tb}$ и т. п.) и построение изолиний.

Автоматизированная обработка*. Обработку на ЭВМ цифровой информации, регистрируемой в полете комплексными аэрогеофизическими станциями, осуществляют средствами автоматизированных систем обработки данных (АСОД), обеспечивающими единый технологический цикл обработки и интерпретации аэрогеофизических наблюдений (рис. 9.4). В настоящее время существует не-

* Текст составлен Б. Л. Поповым.

сколько вариантов АСОД аэрогеофизики. Общим для них является разделение программ специализированного математического обеспечения на служебные и обрабатывающие, наличие управляющей (резидентной) программы и программы управления базой данных.

Обрабатывающие программы выполняют содержательную обработку исходных или промежуточных числовых данных; например, вводят поправки в измеренные физические поля, устраняют сбой, сглаживают поля и т. п.

Служебные программы организуют и поддерживают автоматический режим работы, а также выполняют вспомогательные действия общего характера: обмен массивами между внешней и оперативной памятью ЭВМ, преобразование чисел и т. п.

Управляющая программа организует автоматическую последовательную или параллельную работу программ системы в соответствии с заказом на обработку, который составляется пользователем АСОД.

Программное обеспечение базы данных автоматически учитывает и распределяет внешнюю память ЭВМ на хранение, извлечение и пополнение стандартных для данной АСОД файлов * обрабатываемых данных.

В качестве иллюстрации рассмотрим организацию АСОД «Аэрокомплекс».

Основной формой исходных данных для программ АСОД является файл из базы данных, а основной формой результатов счета — файл, включаемый в базу. Поступающими извне исходными данными являются информация, подготовленная на перфокартах ** (параметры измерительной аппаратуры, последовательность и содержание измерений, их топографическая привязка и т. п.), и результаты цифровой регистрации геофизических наблюдений на магнитных (МЛ) или перфолентах (ПЛ). Форма и структура этих данных разработаны исходя из требований простоты и оперативности их подготовки в полевых партиях.

Программами АСОД «Аэрокомплекс» обеспечивается выполнение следующих этапов обработки и интерпретации материалов аэрогамма-съемки (АГСМ).

1. Ввод, контроль и копирование информации с полевого носителя на МЛ ЭВМ.

2. Ввод и контроль вспомогательной информации.

3. Автоматическая диагностика и обработка результатов контрольных и настроечных измерений.

4. Ввод, коррекция и обработка информации об ориентирах и их топографической привязке.

5. Помаршрутная обработка АГСМ-данных (устранение сбоев,

* Файлом принято называть набор данных, объединенных общим названием, которому присвоено наименование.

** В других АСОД эта информация подготавливается на магнитных дисках либо вводится оператором с экрана дисплея.

ввод поправок, пересчет результатов измерений из кодовых единиц в физические, сглаживание).

6. Интерполяция результатов измерений в узлы прямоугольной сети.

7. Полуавтоматическая увязка измерений и объединение вылетов.

8. Расчет индикаторных отношений, а также значений линейных и квадратичных дискриминантных функций и аномальных приращений на основе факторных нагрузок [3, 4].

9. Выделение локальных аномалий γ -поля и их разделение по параметрам.

10. Графический вывод результатов обработки (построение карт изолиний, графиков наблюдаемых полей и их трансформаций, печать таблиц параметров аномалий).

Алгоритмы программ первичной обработки в основном традиционные, поэтому коротко остановимся лишь на алгоритме выделения локальных аномалий.

Локальные аномалии γ -поля в АСОД «Аэрокомплекс» выявляют способом градиентов помаршрутно, когда по одному из выбранных каналов для всех точек измерения вычисляют горизонтальный градиент поля. Экстремальные значения градиента характеризуют геометрию локальных неоднородностей регистрируемого поля. Задавая определенные критериями локальности, выделяют по маршруту участки, соответствующие локальным аномалиям. Затем по каждому из каналов, исключив из исходной кривой точки, отвечающие аномальным записям, вычисляют сплайн-функцию, которая для всех точек маршрута обладает свойством минимальной кривизны, и ею аппроксимируют фон в аномальной зоне.

При выделении локальных аномалий основная сложность возникает в определении амплитуды аномалии по каналам содержаний, так как записи в них сильно осложнены флуктуациями. Для решения этой задачи используют вычисление функции взаимной корреляции между аномалией заданной формы (сигналом) и значениями поля по каналам содержаний, причем в качестве сигнала берется реальная форма аномалии в канале I_{γ} , как менее осложненная помехами.

9.8. Характеристика аэрогамма-спектральных аномалий

Месторождения и рудопроявления урана, над которыми формируются открытые вторичные ореолы рассеяния, характеризуются с воздуха наиболее вероятными аномалиями $\Delta I = 0,3 \div 0,9$ пА/кг и содержанием урана $(5 \div 15) \cdot 10^{-4}$ % (см. рис. 9.3). Слабо проявленные рудопроявления и месторождения отмечаются аномальными приращениями $\Delta I = 0,1 \div 0,3$ пА/кг и $\Delta q_U = (1,5 \div 3,0) \cdot 10^{-4}$ %. Наиболее вероятная ширина локальной аномалии $T = 100 \div 250$ м. В целом для аномальных полей $T = 300 \div 500$ м; поля шириной более 600—700 м, связанные с урановым оруденением, встречаются редко.

Месторождения редкоземельных элементов (TR), а также Ta, Nb, Be, связанные с щелочными комплексами (карбонатитами), месторождения Sn и W в грейзенах, бокситы, кимберлиты, россыпные месторождения TR, Nb, Ta характеризуются относительно высоким содержанием Th [от $(4 \div 5) \cdot 10^{-4}$ до $(20 \div 50) \cdot 10^{-4} \%$] и повышенным торий-урановым отношением (> 5). Над месторождениями полиметаллов (Pb, Zn), а также Au, Ag, Cu, Mo, связанными с гранитоидами, средними и кислыми эффузивами, с зонами гидротермальной деятельности, отмечаются приращения содержания K до 2—5 %, U $(2 \div 6) \cdot 10^{-4} \%$ и понижения содержания Th до $(0,5 \div 4) \cdot 10^{-4} \%$.

Количество выделяемых на ленте аномальных записей с приращением γ -поля ΔI более 0,1 пА/кг ориентировочно составляет 100—300 на каждые 1000 км² площади съемки масштаба 1 : 25 000. Однако около 50 % из них относятся к недостоверно спектрометрируемым (до 0,25 пА/кг). Примерно 80—90 % всех аномалий имеют смешанную урано-ториевую природу и лишь 10—20 % — преимущественно урановую, с отношением Th/U $\leq 1,5$. В некоторых районах число достоверно определяемых перспективных урановых аномалий в среднем равно 8—10 на 1000 км².

Основную сложность в анализе первичного материала представляет выделение аномалий слабо проявленных месторождений, так как над ними часто фиксируются недостоверно спектрометрируемые аномальные записи смешанной природы. Основными критериями предварительного выделения перспективных урановых аномалий в этом случае являются: 1) одновременная регистрация аномальных записей γ -поля и концентрации U (Ra); 2) благоприятная геологическая и геоморфологическая обстановка; 3) повторяемость аномальных сигналов на соседних маршрутах.

Примеры аналоговой регистрации ореолов рассеяния уранового оруденения и аномалий нерудной природы приведены на рис. 9.3. Обобщенная методика оценки генетической природы аномалий по комплексу признаков рассмотрена в разделе 17.5.

Выделенные аномалии, перспективные и с неясными перспективами, наносят как на крупномасштабные планы (см. раздел 9.7), так и на обобщенные мелкомасштабные (1 : 200 000) карты аномалий и аномальных полей, на которых особо отмечают зоны распределения возможно рудных аномалий и известные рудные объекты. Мелкомасштабные карты полезны при решении прогнозно-поисковых задач в региональном масштабе.

9.9. Наземная проверка аэроаномалий

Наземной проверке подлежат аномалии, перспективные на широкий круг полезных ископаемых, и аномалии неясной перспективности. Проверку осуществляют в два этапа. На первом (предварительном) этапе находят аномалию на местности, оконтуривают ее,

выясняют геолого-геохимическую ситуацию, устанавливают генетическую природу аномалии, выявляют наличие признаков рудоносности в пределах аномалии и ее окрестностях и дают заключение о необходимости детальной проверки аномалии или о прекращении работ. На втором (детальном) этапе изучают прямые признаки оруденения, оценивают масштаб оруденения и дают заключение о необходимости передачи объекта под предварительную разведку (см. раздел 17.5). В среднем за сезон проверяют на земле от 60 до 100 перспективных аномалий, из которых 5—6 подвергаются детальному изучению.

На первом этапе в комплекс проверочных методов входят: геологопоисковые маршруты, радиометрические измерения (интегральные и спектрометрические съемки), литохимическое и ядерно-геофизическое опробование коренных пород и рыхлых отложений, магнито- и электроразведочные наблюдения, проходка канав, шурфов, расчисток (до 30—50 м³ на аномалию). Площадь участков наземных исследований 0,3—1,0 км², масштаб 1 : 5000 для отдельных аномалий, 1 : 10 000 для аномальных полей. Комплекс наземных радиометрических методов выбирают в зависимости от геологической и геоморфологической ситуации. Так, в высокогорных районах применяют пешеходную γ -съемку для отыскания аномалии и ее оконтуривания; в таежных и лесотундровых — шпуровую γ -съемку, эманионную съемку и радиогидрохимическое опробование водопунктов; в степных и лесостепных — автомобильную или плужную γ -съемку.

Процесс проверки аэроаномалий строится в зависимости от их перспективности. На очевидно породных аномалиях проходят 2—3 маршрута, отбирают несколько образцов горных пород и на этом прекращают их изучение. На аномалиях с признаками урановой и урано-ториевой минерализации после проведения геолого-радиометрических съемок проходят и документируют горные выработки; отбирают штучные и бороздовые пробы на элементы-спутники, изотопы Pb, радиационные дефекты; проводят ядерно-геофизическое опробование на широкий круг элементов (W, Sn, Mo, Ti, Be, F и др.). Анализы проб выполняют даже при условии, что полевое изучение земной поверхности не выявило явных признаков оруденения.

Выделенные на первом этапе аномалии высокой перспективности подвергают детальной проверке. Критериями выделения являются: наличие рудных концентраций U (или других полезных ископаемых); благоприятный генетический тип оруденения, связь его с тектоникой, с рудоносными фациями, с участками гидротермальной проработки пород; достаточно большие размеры рудных зон, древний возраст урана в ореолах.

Площадь участков детальной проверки до 2—3 км², масштабы 1 : 2000 — 1 : 10 000. В комплекс работ входят: детальное специализированное геологическое картирование, сопровождаемое по-

верхностной или шпуровой γ -съемкой и γ -спектральными наблюдениями (200—300 точек); отбор гидрохимических и геохимических проб (до 1000 проб); ядерно-геофизические измерения (до 200—300 точек); шлиховое опробование (20—30 проб); магнитно- и электро-разведочные наблюдения (до 1000 точек); проходка расчисток и канав (до 1000 м³), шурфов (до 50—70 м); колонковое бурение (до 500 м); штуфное и бороздовое опробование (60—100 проб); γ -каротаж.

При достаточных площадных размерах оруденения, наличии кондиционных руд на глубине, благоприятной морфологии рудных тел участки передают территориальной геологической организации по акту со всей документацией под поисково-разведочные работы, а в исключительных случаях — под предварительную разведку. На площадях развития достаточно большого числа перспективных аномалий урановой природы иногда силами аэропартий проводят площадную наземную γ -съемку в масштабе 1 : 25 000. Суммарная площадь таких участков за сезон достигает 200 км² и более.

Глава 10

АВТОМОБИЛЬНАЯ ГАММА-СЪЕМКА

Автогамма-съемка развилась на базе аэрогамма-съемки, заимствуя от нее основы теории, методики и аппаратуру для измерения γ -излучения в движении. Этот метод может использоваться на всех стадиях поисково-съемочных работ, однако главная область его применения — детальные поиски радиоактивных руд и парагенетически или пространственно связанных с ними нерадиоактивных полезных ископаемых.

Автогамма-съемка, как и другие виды γ -поисковых работ, имеет ограниченную глубину (см. раздел 7.4). Наиболее благоприятными для ее применения являются территории с открытыми остаточными и наложенными вторичными ореолами рассеяния радионуклидов. Прирост площадей под автогамма-поиски может быть обеспечен в результате применения автомобилей с лучшей проходимостью и вездеходов.

В группу автопоисковых работ включается также плужная γ -съемка.

10.1. Расчет γ -полей для условий автогамма-съемки и оптимальная скорость движения автомобиля

Математический аппарат расчета истинного и записанного γ -поля изложен в разделах 7.3—7.7, для условий γ -спектрометрии — в разделе 8.2. Параметры ослабления излучения приведены в табл. 2.8.

При аналоговой регистрации частоты импульсов для перехода от истинных амплитуд аномалий $I_{и\ max}$ к записанным $I_{з\ max}$ и от истинной ширины аномалий $T_{и}$ к записанным $T_{з}$ используют формулы (7.54) и (7.58) — (7.61). Эти равенства позволяют получить аналитическое выражение для предельно допустимой скорости движения автомобиля v , при которой уверенно обнаруживается некоторая заданная минимальная аномалия $I_{а\ min}$. Заменяя в равенстве (7.54) интегральную интенсивность $I_{з\ max}$ на $I_{а\ min}$ и подставляя вместо коэффициента инерционных искажений Q_i его аналитические выражения (7.58) или (7.59), получаем

$$v = \frac{I_{и\ max} - 0,75I_{а\ min}}{0,92I_{а\ min}} \cdot \frac{T_{и}}{\tau} \text{ при } \frac{\tau v}{T_{и}} \geq 0,5;$$

$$v = \frac{I_{и\ max} - I_{а\ min}}{0,42I_{а\ min}} \cdot \frac{T_{и}}{\tau} \text{ при } \frac{\tau v}{T_{и}} < 0,5.$$
(10.1)

Минимальную аномалию $I_{а\ min}$ принимают равной $(2 \div 3) \sigma_{\phi}$, где σ_{ϕ} — средняя квадратическая флуктуация фона I_{ϕ} . Для перописующего прибора с постоянной времени интегрального канала τ в однородном γ -поле

$$\sigma_{\phi} = \sqrt{I_{\phi}/(2\tau c)},$$
(10.2)

где c — чувствительность детектора, имп/с на 1 пА/кг.

Как следует из формул (8.3) и (8.15), ожидаемая квадратическая погрешность записи содержаний U (Ra), Th, K, обусловленная взаимным влиянием погрешностей измерения частоты импульсов в трех каналах γ -спектрометра, заметно выше, чем при регистрации интегрального излучения I детектором того же размера. В связи с этим скорость движения автомобиля при γ -спектральной съемке ниже, чем при съемке интегральной аппаратурой (табл. 10.1). Кроме того, скорость v зависит от объема детектора, а также от масштаба исследований, так как с укрупнением масштаба поисков

Таблица 10.1. Сеть наблюдений и скорость движения автомобиля при γ -съемке различных масштабов [38]
[детектор NaI (Tl) 200×100 мм]

Масштаб	Расстояние между магистральями, км	Среднее расстояние между профилями, м	Скорость автомобиля, км/ч		
			Интегральный радиометр		γ -спектрометр
			Широкие аномалии	Локальные аномалии	
1 : 25 000	3,4	250	25	10—15	7—10
1 : 10 000	2,3	100	15	10—15	7—10
1 : 5 000	1,7	50	10	8—10	5—7

изменяются требования к минимальным размерам поисковых объектов.

Анализ формул (8.3) — (8.7) и (8.15) для условий автогамма-съемки и практические измерения показывают, что природа слабо проявленных аномалий при съемке в движении уверенно не определяется и аномалия четко фиксируется лишь в интегральном канале. В этом случае требуются экспозиционные измерения скоростей счета на стоянке автомобиля.

В расчетах γ -аномалий кроме указанных выше факторов необходимо учитывать экранирующее действие автомобиля, которое составляет: при расположении детектора на кронштейне сзади машины — 20 %, над кузовом — 30 %, внутри автомобиля — 40 %.

10.2. Методика автопоисковых работ

Общие положения. Необходимыми условиями применимости автогамма-съемки являются проходимость местности для транспортных средств, на которых размещена γ -станция, и наличие на земной поверхности связанных с орудением радиоактивных проявлений.

По степени проходимости для автомобилей выделяют площади:

1) практически полностью доступные, где углы наклона местности не более $8-10^\circ$ и незначительно развиты овраги, болота, лес, крупный кустарник;

2) частично доступные, с углами наклона не более $10-12^\circ$, где достаточно часто встречаются препятствия для автомобилей;

3) недоступные для движения транспортных средств.

По этим признакам на топооснове масштаба 1 : 50 000 или 1 : 100 000 с учетом мелкомасштабных карт рыхлых отложений проводят районирование территории по степени применимости автосъемки и устанавливают очередность исследования отдельных участков.

Наилучшими для автопоисков являются равнинные или слабовсхолмленные территории, на которых спорадически встречаются выходы коренных пород, древней коры выветривания и элювиально-делювиальных отложений. Покровные суглинки мощностью до 1,5—2 м, хотя и снижают эффективность поисковых работ, не являются препятствием для автогамма-съемки. Неблагоприятны для ее постановки области развития эоловых дальнепринесных отложений. Чехол лессовидных и пылевидных осадков мощностью 0,7—1,0 м практически полностью экранирует излучение рудных тел и их ореолов. В таких условиях достаточно эффективно лишь применение плужной γ -съемки.

В зависимости от задач (см. раздел 6.1) площадную автосъемку выполняют в масштабах от 1 : 25 000 до 1 : 2000; основными поисковыми масштабами являются 1 : 10 000 и 1 : 5000. Сеть наблюдений

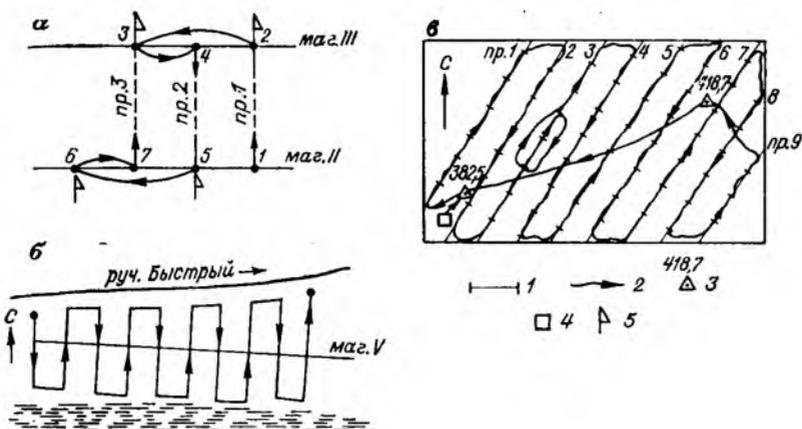


Рис. 10.1. Построение поисковой сети автомобильной γ -съемки.

Способы: а — двухбазисный, б — однобазисный, в — с помощью топопривязчика. Профили: 1 — проектные, 2 — фактические; 3 — тригонометрический пункт и его высота; 4 — место запуска гирокомпаса; 5 — вешки.

в этих масштабах для разных геологических условий указана в табл. 6.1.

В целях экономии разбивают полуинструментально лишь сеть магистралей (см. табл. 10.1), отмечая на них турами начало профилей. Пикеты по профилям выставляют только при детальных съемках аномальных участков.

На площадях, полностью доступных для съемки, применяют двухбазисный принцип построения поисковой сети (рис. 10.1, а), на участках частично доступных — однобазисный (рис. 10.1, б). Подготовка и привязка сети наблюдений упрощается, если использовать топопривязчик типа ГАЗ-69-ТМГ, на который устанавливают γ -спектрометр. В этом случае сеть на местности не разбивают. На планшет наносят с топокарты ориентиры, затем проектную сеть профилей (рис. 10.1, в), по которым во время съемки направляют автомобиль. В условиях сложного рельефа, залесенности и заболоченности выполняют маршрутную γ -съемку по грунтовым (без покрытий) и проселочным дорогам с рекогносцировочными целями.

Автопоисковые работы выполняют или отдельным отрядом, входящим в комплексную геологоразведочную партию, или самостоятельной автопоисковой партией, в состав которой могут входить несколько автопоисковых отрядов, один или несколько отрядов предварительной и детальной проверки аномалий, отряд пешеходной γ -съемки, обеспечивающий изучение непроходимых для машин участков, камеральная группа, полевая лаборатория, ремонтные мастерские.

Основными этапами работ партии являются:

1) подготовка к полевым работам и рекогносцировочные исследования;

- 2) разбивка опорной сети;
- 3) съемка территории в намеченном масштабе;
- 4) проверка аномалий и выполнение горно-буровых работ;
- 5) камеральная обработка и составление отчета.

На первом этапе, нередко начинающемся с осени, изучают топокарты, проводят облет и объезд планируемой территории, выполняют предварительное ее районирование по условиям проходимости автомобилей, подготавливают топокарты и фотопланы, намечают ориентировку магистралей и профилей, выясняют сеть триангуляционных пунктов. По фондовым материалам изучают геологическое строение территории, металлогению, геохимическую ситуацию, результаты ранее выполненных наземных и воздушных радиометрических работ, данные массовых поисков урана.

Магистрали разбивают незадолго до начала съемки того или иного участка. Привязывают их к триангуляционным пунктам и постоянным ориентирам, имеющимся на топокарте.

Съемку в заданном масштабе выполняют в плановые сроки. Проверку аномалий начинают сразу после их обнаружения. Автопартия дает практическую оценку всех обнаруженных аномалий своими силами (см. раздел 17.5). Перспективные участки передают по акту территориальной геологоразведочной партии для оценки промышленных перспектив обнаруженного ору-денения.

Настройка и градуирование аппаратуры. В рабочий комплекс автомобильного γ -спектрометра входят: 1) детекторный блок, включающий один или несколько кристаллов NaI (Tl) размером $200 \times (100 \div 150)$ мм; 2) измерительный блок, включающий линейный усилитель, интегральный и дифференциальные каналы, схему стабилизации, электромеханические счетчики и счетно-решающие устройства; 3) регистратор — цифровой и аналоговый, синхронно связанный с ходовой частью автомобиля; 4) лебедка с кабелем, обеспечивающим вынос детектора в пункт измерения на некотором отдалении от автомобиля; 5) блок питания.

Методика и последовательность операций по настройке аппаратуры регламентируется заводскими инструкциями.

Остаточный фон по всем каналам находят путем измерения I и q_1 над водной поверхностью на плоту, пароме, деревянном мосту.

Градуирование γ -спектрометра выполняют или на градуировочных участках (см. раздел 8.4), как это принято в аэрогамма-съемке; или на насыщенных моделях, представляющих собой выемки в земле, заполненные слабоактивной рудой с известным содержанием U (Ra), Th, K; или с помощью малых рудных моделей, параметры которых установлены сравнением с излучением насыщенных моделей. Контролируют γ -спектрометры источником ^{60}Co и рудными образцами; периодически проверяют правильность определения энергии образцовых источников (см. табл. 3.5).

Выполнение автомобильной съемки. Полевая бригада при выполнении площадных автопоисков без топопривязчика состоит из оператора и шофера, иногда в нее включают одного-двух речников.

Подготовка автогамма-спектрометра к работе в общих чертах напоминает подготовку аэрогамма-станции (см. раздел 9.6). До начала работы прогревают γ -спектрометр; устанавливают режим пи-

тания, нули записи, усиление; затем регистрируют показания прибора при поднесении рудных образцов или малых рудных моделей, контролируя приращение записи ΔI и Δq_j с помощью шаблонов. Эти шаблоны используют также для текущей проверки и корректировки чувствительности аппаратуры в течение рабочего дня и при возвращении из маршрута.

На пути к съемочному участку проходят на рабочей скорости контрольный маршрут протяженностью 0,5—1,0 км. Эту операцию повторяют вечером, при возвращении в лагерь. Подъезды к участку съемки и путь обратный, если они не повторяют друг друга, проходят с включенным прибором. Как показывает опыт, нередко это приводит к дополнительному обнаружению перспективных аномалий.

Процесс съемки при двухбазисной поисковой сети заключается в следующем. Автомобиль выезжает по профилю с одной магистрали на другую, направляясь на вешку-ориентир, установленную реечником (см. рис. 10.1, а). Схема заездов при работе без реечников показана на том же рисунке. При плохой видимости вешек направление выдерживают по авиационному компасу, закрепляемому на капоте автомобиля.

Оператор в маршруте наблюдает за записью спектрометра, за геологической и геоморфологической ситуацией, отмечает на ленте начало и конец профилей, смену пород, состав рыхлых отложений, периодически проверяет нули записи, усиление и чувствительность спектрометра, принимает решение о необходимости детализации аномалий, отбирает образцы пород с аномальных участков, следит за работой шофера и реечников, а при съемке по дорогам составляет абрис маршрута и обеспечивает привязку наблюдений.

Любые аномалии урановой природы и аномалии I , плохо спектрометрируемые, проверяют повторным заездом; локальные аномалии детализируют короткими параллельными профилями. Эти профили наносят на план с указанием направления движения автомобиля.

Эпицентр аномалии отмечают земляным туром. Вблизи его проводят экспозиционные измерения радиоактивности при неподвижном детекторе. На значительных по площади аномалиях разбивают детализационную сеть и съемку ведут по намеченным профилям.

Точность полевых наблюдений оценивают повторными заездами отдельных профилей ($\sim 3\%$) по старому следу. Для увязки картины γ -поля по участку в целом проходят секущие маршруты. Контроль качества прокладки профилей осуществляют измерением расстояния между следами автомобиля на соседних профилях, в середине промежутка между смежными магистралями.

Особенности съемки с топопривязчиком. Гамма-спектральную аппаратуру комплексируют на одном автомобиле с топопривязчиком. Основной частью топопривязчика является гироскопический курсоуказатель, который

служит для непрерывной выработки и фиксации дирекционного угла (курса) продольной оси автомобиля и для передачи этого курса в виде электрического сигнала на курсопрокладчик, рисующий карандашной линией на планшете путь движения автомобиля.

Во время подъезда к участку спектрометрическая аппаратура остается включенной, а топопривязчик выключенным с целью экономии моторесурса. Примерно за 1 км до первого ориентира автомобиль останавливают на ровной площадке и проводят запуск навигационной аппаратуры (15—20 мин). Оператор-радиометрист в это время контролирует режим работы γ -спектрометра, а топограф и шофер определяют дирекционный угол оси автомобиля с помощью буссоли, устанавливаемой в 30—40 м сзади автомобиля, и визиера, помещенного на автомобиле. По вычисленному углу топограф ориентирует ось гиромотора, и автомобиль направляется к ориентиру как к начальной точке привязки, а затем к началу первого профиля (см. рис. 10.1, в).

При съемках повышенной точности перед началом работ делают обезд ориентиров с целью проверки правильности нанесения их на планшет. В местности с малым числом ориентиров создают дополнительную сеть хорошо привязанных опорных пунктов.

В процессе съемки топограф, наблюдая за движением карандаша вдоль намеченного на планшете профиля, подает шоферу команду «направо», «налево», «прямо». Оператор по команде топографа отмечает начало и конец профиля, ставит метки через равные расстояния, ведет геологические наблюдения и следит за работой аппаратуры. Через каждые 1—2 ч проверяют настройку спектрометра и точность привязки наблюдений, с заездом на ближайший ориентир. Если окажется, что при положении автомобиля около ориентира карандаш не совпадает с отметкой ориентира на планшете, то в соответствии с инструкцией, прилагаемой к топопривязчику, вводят коррекцию пути или угла в зависимости от источника ошибки.

Плужная γ -съемка. Плужную съемку достаточно широко использовали в 50—60-х годах в районах, перекрытых сплошным чехлом лёссовидных суглинков небольшой мощности. При этом детекторный блок радиометрического прибора помещают в нижней части лемеха плуга. Детектор защищают от механических нагрузок специальным нестандартным устройством. Плуг перемещают с помощью трактора большой мощности. Глубина погружения лемеха плуга 60—70 см. Скорость движения трактора 4—5 км/ч. Настройку аппаратуры, контроль ее в процессе съемки, обработку материалов и интерпретацию результатов ведут так же, как при выполнении автомобильной γ -съемки. Ныне плужная съемка выходит из применения, так как она приводит к нарушению экологической ситуации. Вырытые каналы требуется тщательно засыпать.

10.3. Обработка материалов. Характеристика аномалий

Основными первичными документами автогамма-съемки являются ленты аналоговой записи, перфоленты или магнитные ленты цифровой регистрации, если такая регистрация предусмотрена в аппаратуре, карты маршрутов и планы заездов, журналы настройки и градуирования аппаратуры. Наряду с этими документами составляют журналы: регистрации лент, образцов пород с аномальных участков, ежедневного контроля аппаратуры на

контрольном пункте и контрольном маршруте, регистрации аномалий.

Обработку результатов автосъемки начинают с просмотра лент аналоговой записи. Оператор дополняет и расшифровывает свои записи на ленте, наносит маршруты или профили на план заездов и после просмотра и обсуждения ленты с техническим руководителем работ передает ее в камеральную группу партии.

Процесс ручной обработки автолент включает: 1) осреднение линий записи, 2) выделение аномалий; 3) определение масштабов шкал; 4) покิโลметровую разбивку; 5) считывание с ленты значений γ -поля и содержания U (Ra), Th, K; 6) при необходимости введение поправок на изменение фона, эманирование, влажность, инерционность аппаратуры, 7) построение графиков I и q_j , изучение параметров распределения γ -поля и содержания U (Ra), Th, K, составление планов и сводных карт; 8) определение погрешности измерения γ -поля и содержаний q_j .

Большинство этих операций рассмотрены в разделе 9.7 при обсуждении методики ручной обработки аэролент. Расстояние между точками, где считывают значения I и q_j , в спокойных полях равно 1 см ленты, в дифференцированных полях — 0,5 см. Обязательно фиксируют параметры γ -поля в экстремальных точках диаграммы и в местах излома графиков. Аномалии выделяют по значениям $(2 \div 3) \sigma_\phi$, причем в первую очередь обращают внимание на каналы q_U и I .

Поправки на вариации фоновой радиоактивности и эманирование вводят лишь в значения q_U (Ra) и I , на влажность и на инерционность записи — во все составляющие (см. раздел 9.3). Необходимость введения указанных поправок обосновывают расчетным путем или экспериментально.

Результаты автогамма-съемки изображают в виде планов графиков I и q_j , при детальных съемках — в виде планов изолиний, при маршрутных заездах по дорогам — цветными отрезками в соответствии с выбранной легендой. В сводных отчетных материалах при обработке учитывают показания аппаратуры на повторных, контрольных и секущих маршрутах. С целью более рельефного выделения зон привноса и выноса радионуклидов составляют планы изолиний в единицах I/σ_I и q_j/σ_{q_j} , где σ — среднее квадратическое отклонение значений I и q_j от средних значений \bar{I} и \bar{q}_j для однотипных пород, как это практикуется при обработке аэроданных. Обработка материалов автогамма-съемки на ЭВМ в принципе близка к описанной в разделе 9.7.

Месторождения и рудопроявления U с открытыми вторичными ореолами отмечаются в движении наиболее вероятными аномалиями ΔI от 0,7 до 3 пА/кг и содержаниями U от $10 \cdot 10^{-4}$ до $50 \cdot 10^{-4} \%$; γ -поле дифференцированное. Слабо проявленные объекты характеризуются мало дифференцированным γ -полем, при-

ращениями ΔI от 0,2—0,4 до 0,7—1,0 пА/кг и содержанием U $(5 \div 10) \cdot 10^{-4}$ %. Ширина записанных аномалий изменяется от первых десятков до первых сотен метров.

За полевой сезон на один съемочный автомобиль приходится в условиях аридного климата от 10—15 до 30—40 аномалий разного типа, требующих геолого-геохимической проверки, в гумидном климате — 10—20 аномалий.

Методика оценки аномалий и аномальных полей, способы выявления их генетической природы рассмотрены в главе 17.

Глава 11

ПЕШЕХОДНАЯ ГАММА-СЪЕМКА

Сущность пешеходной γ -съемки состоит в планомерном измерении по заданной сети переносными радиометрами или γ -спектрометрами аппаратурной мощности дозы γ -излучения I или содержания радионуклидов q_i на поверхности земли, в закопках, шпурах и открытых горных выработках. Пешеходная γ -съемка является универсальным методом поисков радиоактивных руд и парагенетически или пространственно связанных с ними нерадиоактивных полезных ископаемых в условиях развития открытых, и в том числе слабо проявленных, ореолов; ее применяют на всех стадиях и подстадиях поисково-съемочных работ (см. табл. 6.1), широко комплексируя с геохимическими методами поисков и с геологической съемкой. Пешеходная γ -съемка в качестве основного метода массовых (попутных) поисков U сопровождается практически все виды геологоразведочных работ.

11.1. Модификации пешеходной γ -съемки

В пешеходную γ -съемку включаются следующие виды работ:
1) γ -съемка земной поверхности, интегральная и спектрометрическая;

2) β - и β - γ -съемки;

3) шпуровая γ -съемка, интегральная и спектрометрическая;

4) радиометрическая документация горных выработок.

Гамма-съемка земной поверхности. Эта съемка, выполняемая интегральными радиометрами, занимает ведущее место по объему и значению среди других модификаций. Процесс съемки состоит в непрерывном прослушивании в телефоне частоты импульсов вдоль линии маршрута или профиля и в дискретных измерениях мощности дозы γ -излучения I (пА/кг); плотность точек наблюдений соответствует заданному поисковому масштабу (см. табл. 6.1). Гамма-спектральную съемку проводят путем дискретных измерений излучения в оптимальных для U (Ra), Th, K энергетических

окнах с целью оценки природы радиометрических аномалий или с целью изучения закономерностей распределения радионуклидов на локальных участках.

Бета- и бета — гамма-съемка. Основана на определении β -составляющей излучения U в породе, находящейся в закопашке или в геохимических пробах, отобранных из закопашек. Для этого β -измерения комплексуются с γ -спектрометрией, позволяющей учесть β -излучение Ra, Th, K. Бета-съемка в старой модификации, когда измерялся суммарный β -эффект U , Ra, Th, K, на площадях со слабо проявленным оруденением мало эффективна.

Применение β -съемки целесообразно лишь на площадях, где радиоактивное равновесие U и Ra в породе резко смещено в сторону U . Обычно это заболоченные территории Севера и Северо-Запада СССР. При близком к равновесному соотношению U и Ra выигрыш в суммарной $\beta + \gamma$ -частоте импульсов за счет β -излучения для сцинтилляционных счетчиков составляет 10 %, для газо-наполненных — 15—20 %.

Шпуровая гамма-съемка. Основана на измерении γ -излучения в шпурах глубиной 0,8—1,0 м, приготавливаемых в пунктах поисковой сети обычно вручную. Механизация проходки шпуров решена лишь для территорий, где возможно передвижение автомобилей и вездеходов.

Хорошие результаты шпуровая γ -съемка дает в условиях гумидного климата, когда элювиально-делювиальные рыхлые отложения обеднены ураном на глубину до 0,8—1,5 м. Но глубинность шпуровой съемки возрастает по сравнению с глубинностью обычной пешеходной γ -съемки (см. раздел 7.4) лишь на глубину шпура.

Получает развитие шпуровая γ -спектральная съемка. Достаточно надежные результаты даже на слабых аномалиях получаются с применением сцинтилляторов NaI (Tl) или CsI (Tl) размером 30×70 мм.

Радиометрическая документация горных выработок. Это составная часть геологической документации выработок. Канавы, шурфы, расчистки по мере проходки обследуются переносным радиометром по профилям, проходящим по оси, стенкам и дну выработки; расстояние между пунктами наблюдений от 1,0 до 0,2 м.

Технология выполнения разных модификаций γ -съемки детально рассмотрена в разделе 11.5.

11.2. Гамма-поле геологических объектов в условиях регистрации переносными радиометрами

Многие задачи, связанные с расчетом γ -полей у поверхности земли, решают на основе равенства (7.23) и вытекающих из него упрощенных выражений, которые приведены в табл. 7.2. Для оценки γ -поля в шпурах малого диаметра используют равенства (7.35) — (7.37); γ -поле в шпурах большого диаметра ($D_{\text{шп}} \geq 2D_{\text{дет}}$) рассчитывают по формулам γ -каротажа (см. главу 18).

Таблица 11.1. Радиус R круга, создающего долю a от излучения I_{∞}

Высота детектора H , м	R (м) при значениях a , %						
	50	60	70	80	90	95	98
0,05	0,09	0,12	0,16	0,24	0,50	1,00	2,50
0,10	0,17	0,23	0,32	0,49	0,99	1,99	5,00
0,20	0,34	0,46	0,64	0,99	1,99	3,98	10,00
0,40	0,68	0,92	1,28	1,99	3,98	7,96	20,00
1,00	1,73	2,29	3,18	4,90	9,94	19,9	49,99

Примечание. Расчеты в табл. 11.1—11.3 выполнены для условий измерения I радиометрами СРП-68 при $\mu/\rho=0,021$ см²/г (см. табл. 2.8).

Таблица 11.2. Толщина излучающего или экранирующего слоя h , создающего или поглощающего долю c от излучения I_{∞}

Плотность породы ρ , г/см ³	h (см) при значениях c , %						
	50	60	70	80	90	95	99
1,0	12,3	17,7	25,0	36,5	57,7	80,8	138,5
1,2	10,4	15,0	21,1	30,7	48,8	68,3	118,2
1,5	8,2	11,8	16,7	24,3	38,5	53,8	93,2
2,0	6,1	8,9	12,5	18,2	28,8	40,4	69,8
2,7	4,6	6,6	9,3	13,6	21,5	30,1	52,1

Таблица 11.3. Характеристика излучения бесконечной полосы шириной l на расстоянии x от ее края

Значения x , м	Доля излучения (%) от I_{∞} при высоте детектора H , м					
	0,5		1,0		2,0	
	$l=3$ м	$l=5$ м	$l=3$ м	$l=5$ м	$l=3$ м	$l=5$ м
0	47,5	46,8	39,7	43,70	31,30	37,90
2	4,63	5,53	8,52	10,24	12,93	13,40
4	1,71	2,19	3,28	4,28	5,93	7,87
6	0,88	1,20	1,74	2,38	3,27	4,52
10	0,37	0,53	0,72	1,05	1,43	2,07
15	0,18	0,27	0,37	0,55	0,69	1,06
20	0,09	0,15	0,21	0,36	0,42	0,63
25	0,06	0,10	0,14	0,26	0,31	0,42

В табл. 11.1—11.3 приведены некоторые расчетные данные о размерах площадки, толщине излучающего и поглощающего слоев, создающих заданную долю излучения полупространства I_{∞} , о ширине зоны излучающего объекта, необходимые для выработки методики γ -измерений в процессе съемки и при градуировании аппаратуры.

Из данных табл. 11.1 видно, что 80 % от излучения I_∞ при высоте детектора $H = 5$ см создает площадка диаметром около 0,5 м; при $H = 1,0$ м — площадка диаметром около 10 м. Следовательно, для широких объектов измерения на некоторой высоте над поверхностью земли являются более представительными по сравнению с результатами, полученными у поверхности.

Данные табл. 11.2 говорят о том, что 80 % от излучения I_∞ создает слой рыхлых отложений толщиной около 25 см при плотности $1,5 \text{ г/см}^3$ или слой коренных пород около 15 см плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$. Это означает, что установленные спектрометром содержания U (Ra), Th, K характеризуют распределение нуклидов лишь в тонком слое элювия—делювия, почвы или покровных суглинков. Из данных табл. 11.2 следует также, что 95 % излучения поглощает слой аллохтонных осадков толщиной около 80 г/см^2 . Это надо помнить при выполнении γ -съемки в условиях островной обнаженности пород. Оператор должен заходить на все обнажения, находящиеся в пределах видимости между двумя соседними маршрутами, и обследовать радиометром обнаженные участки с максимальным вниманием.

По сведениям табл. 11.3 можно судить о зоне действия излучающего объекта. Удаление от края аномальной полосы шириной 5 м на расстояние 4 м приводит к снижению I до $0,02 I_\infty$ при высоте детектора $H = 0,5$ м и до $0,04 I_\infty$ при $H = 1$ м. Это лишний раз подчеркивает необходимость ведения активных поисков, исследования всех обнажений, попадающих в поле зрения оператора. В противном случае даже при съемке масштаба 1 : 10 000 более 90 % площади оказывается радиометрически не обследованной.

Потерю излучателей вследствие эманирования и влияние этого явления на результаты γ -измерений для выходящих на поверхность рыхлых отложений определяет равенство (14.63). Аномальный γ -эффект над погребенным урановым телом, обусловленный R_p , поднимающимся к поверхности земли, даже в благоприятных условиях ($h = 2$ м; излучающий пласт бесконечного простираения; богатые руды) составляет только $0,1—0,2 \text{ пА/кг}$.

11.3. Настройка и градуирование переносной аппаратуры

Техническая характеристика отечественных радиометров и γ -спектрометров дана в табл. 3.4. Развитие переносной аппаратуры идет по линии сокращения ее массы, улучшения стабильности технических параметров, экономичности питания, увеличения продолжительности наработки на отказ, соединения интегрального и спектрометрического режима, компьютеризации обработки и хранения информации.

Радиометры. Настройку радиометров проводят перед началом работ, а также в процессе съемки 1—2 раза в месяц. Главные операции настройки радиометров типа СРП-68 следующие: 1) уста-

новка режима «усиления» и заданной чувствительности в условиях разной температуры и влажности; 2) определение и настройка энергетического порога; 3) нахождение инерционности показаний интенсиметра; 4) изучение зависимости показаний прибора от напряжения питания; 5) градуирование радиевым стандартным источником и аттестация контрольного источника; 6) нахождение остаточного фона $I_{\text{о. ф.}}$.

Операции 1, 3, 4 рассмотрены в заводских инструкциях к радиометрам и специальных пояснений не требуют.

Энергетический порог радиометра $E_{\text{п}} = 20 \pm 5$ кэВ находят с помощью низкоэнергетических изотопов ^{204}Tl или ^{241}Am (см. табл. 3.5). Изучают изменение интегрального спектра источника в зависимости от напряжения питания. В итоге находят положение делителя напряжения, соответствующее порогу $E_{\text{п}}$. Этот способ детально описан в инструкции [25].

Градуирование полевых радиометров. Радиометры, регистрирующие аппаратурную мощность дозы I (пА/кг), градуируют с помощью ампульных стандартных источников ^{226}Ra второго разряда серий C_{41} , P_{1-2} , EP-1 , EP-14 с количеством Ra 0,1—1,0 мг при относительной погрешности аттестации по массе 1—2 %.

В соответствии с равенствами (3.38) и (3.39) мощность дозы первичного излучения этих источников на расстоянии R (м), когда рассеянное излучение устранено, рассчитывают по формулам:

при $R > 2l$ (здесь l — длина детектора)

$$I = A/R^2, \quad (11.1)$$

где $A = 60,2 M_{\text{Ra}}$ — мощность дозы (пА/кг) излучения Ra массой M_{Ra} (мг) на расстоянии $R = 1$ м (или $A = 840 M_{\text{Ra}}$, если I выражают в мкР/ч);

при $R \leq 2l$

$$I = [2A/(Rl)] \arctg [l/(2R)]. \quad (11.2)$$

При наличии прямого и рассеянного излучения

$$I = (A/R^2) B, \quad (11.3)$$

где B — фактор накопления излучения; при положении детектора на высоте $H = 1,5$ м вычисляется по формуле, предложенной М. Б. Васильевым:

$$B = 1 + 0,174R - 0,0078R^2. \quad (11.4)$$

Схему расположения детектора и источника (рис. 11.1) при градуировании выбирают таким образом, чтобы рассеянное излучение было или исключено полностью, или учтено аналитически. Ниже приведены 4 способа градуирования радиометров, отвечающие этим требованиям: 1) коллимационный (рис. 11.1, а); 2) на открытом градуировочном стенде с листовым свинцом (рис. 11.1, б);

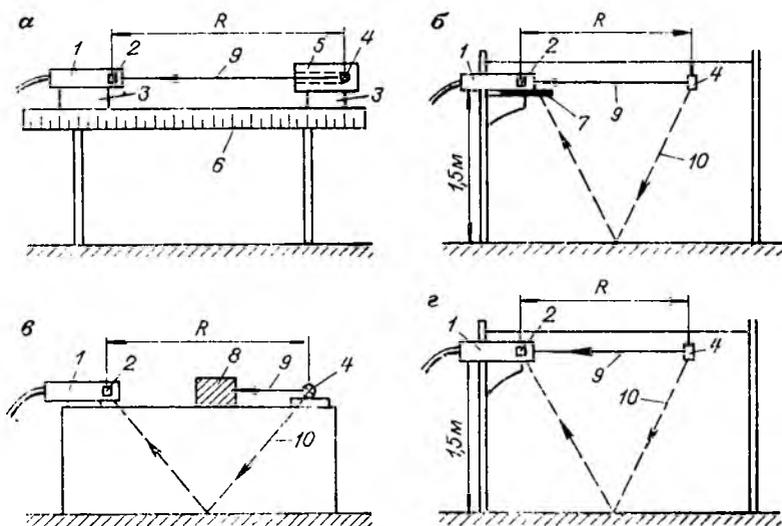


Рис. 11.1. Способы градуирования γ -радиометров.

a — коллимационный; *б* — экранирования детектора листовым свинцом; *в* — разностного эффекта; *г* — аналитического учета рассеянного излучения.
 1 — зонд радиометра; 2 — детектор; 3 — держатель; 4 — источник ^{226}Ra ; 5 — свинцовый коллиматор; 6 — мерная линейка; 7 — листовой Pb; 8 — толстостенный экран Pb; излучение: 9 — первичное, 10 — рассеянное.

3) по разностному эффекту (рис. 11.1, в); 4) на открытом градуировочном стенде без свинца (рис. 11.1, г), с аналитическим учетом рассеянного излучения.

Первый способ является основным. Градуирование проводят в помещении. Коллимационную установку располагают на расстоянии 1,5–2,0 м от стены со стороны радиометра. Появление рассеянного излучения от боковых стен исключают свинцовым коллиматором.

Градуирование вторым способом проводят вне помещения, на расстоянии 4–5 м от зданий. Для устранения рассеянного излучения под детектор помещают лист свинца размером $30 \times 30 \times 0,4$ см, край которого выходит за торец зонда на 10 см.

В третьем способе между детектором и источником располагают свинцовый экран размером $9 \times 9 \times 9$ см и фиксируют при каждом значении R показания радиометра с экраном n_3 и без экрана n_6 . Эффект прямого излучения

$$n_{пр} = n_6 - n_3. \quad (11.5)$$

В указанных трех случаях мощность дозы излучения вычисляют по формулам (11.1) или (11.2).

Градуирование по четвертому способу проводят в отсутствие листового Pb. Детектор и источник располагают на высоте 1,5 м

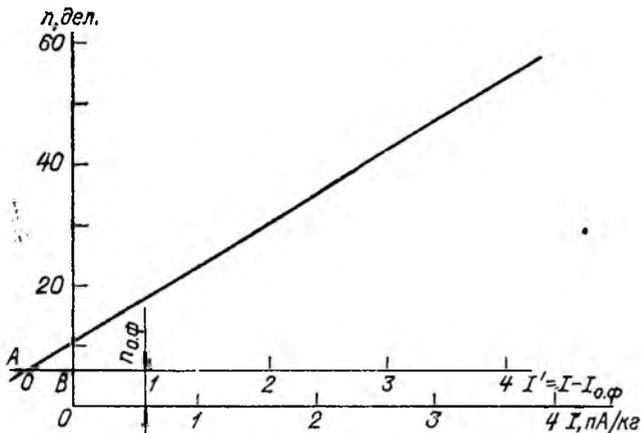


Рис. 11.2. Градуировочный график радиометра.

от поверхности земли. В качестве рабочих формул для расчета I берут равенства (11.3) и (11.4). Хорошие результаты получают, помещая детектор и источник на доске, укладываемой на землю. В такой геометрии рассеянное γ -излучение не попадает в детектор при $R \geq 1,2$ м, поэтому указанный прием с успехом используют для градуирования первого диапазона радиометра при отсутствии Рb.

В процессе градуирования на каждом диапазоне фиксируют фон в пункте градуирования n_{ϕ} и 3—4 показания по шкале n (дел. или имп/с) при разном расстоянии R между источником и детектором (см. рис. 11.1). Значения R выбирают таким образом, чтобы точки по оси I (рис. 11.2) были распределены равномерно, для чего используют формулу

$$R = \sqrt{A/I}. \quad (11.6)$$

Отдельные точки контролируют повторно, иногда повторяют все точки градуировочного графика «обратным ходом».

Из-за флуктуаций стрелочного индикатора записывают при каждом положении источника ^{226}Ra 5—7 отсчетов с интервалом около 5 с; градуировочный график строят по средним значениям $\bar{n}(R)$.

В конце градуирования фиксируют показания прибора с контрольным источником ^{60}Co , укладываемым в маркированное место на корпусе выносного зонда, и находят приращение

$$\Delta n = n_{к.и} - n_{\phi}. \quad (11.7)$$

Эти данные используют для контроля чувствительности радиометра в процессе γ -съемки.

Определение остаточного фона. Остаточный фон, вызываемый загрязнением прибора радионуклидами и космическим излучением [см. формулу (9.2)], находят двумя способами: 1) над водной поверхностью, 2) с помощью экрана.

В первом случае проводят многократные измерения n_v над водой на расстоянии 3—4 м от берега при глубине водоема в этом месте не менее 1,2 м. Так как радиоактивность воды примерно в 10^2 — 10^3 раз ниже радиоактивности горных пород $n_{пор}$, то средний отсчет n_v принимают за остаточный фон $n_{ост}$.

В способе экранов многократно фиксируют показания прибора без экрана $n_{б.э}$ и с экраном $n_э$ толщиной d и коэффициентом ослабления μ . Исходными для определения $n_{ост}$ являются следующие выражения:

$$n_{б.э} = n_{пор} + n_{ост}; \quad n_э = n_{пор}e^{-\mu d} + n_{ост}. \quad (11.8)$$

Отсюда остаточный фон

$$n_{ост} = n_{б.э} - (n_{б.э} - n_э)/(1 - e^{-\mu d}), \quad (11.9)$$

где $\mu = 3,9$ и $3,1$ см $^{-1}$ для радиометра СРП-68 при стаканообразном экране (см. рис. 19.1, а) толщиной соответственно 0,3 и 0,6 см Рb и $\mu = 0,7$ см $^{-1}$ для приборов с газонаполненными детекторами СТС при цилиндрическом экране толщиной 1,0—1,5 см Рb.

Гамма-спектрометры. В качестве переносных спектрометров используют одноканальные приборы с перемещающимся окном и без автоматической регулировки амплитуд импульсов (СП-4) и многоканальные γ -спектрометры (РКП-305), снабженные автоматической регулировкой усиления (АРУ) на основе реперного источника ^{65}Zn , одновременной цифровой регистрацией содержания U (Ra), Th, K и цифropечатающим устройством.

Основные виды настроек и градуирования этих приборов выполняют в заводских условиях. В приборе СП-4 обычно настраивают с интервалом около 10—20 мин усиление амплитуд импульсов с помощью автономного источника ^{65}Zn и определяют энергетическое разрешение [см. формулу (3.13)]. В спектрометре РКП-305 контролируют вход системы АРУ в режим слежения, периодически меняют реперный источник ^{65}Zn из-за естественного его распада ($T_{^{65}\text{Zn}} = 245$ сут), выполняют контрольное градуирование прибора после замены сцинтиллятора и ФЭУ, для чего обычно используют насыщенные по γ -излучению или малые составные модели, являющиеся стандартными образцами предприятия (СОП). Эти вопросы детально рассмотрены в разделах 3.9 и 8.4. Текущий контроль работы спектрометра РКП-305 проводят с помощью малых рудных моделей или источника ^{226}Ra . Технология проверки рассмотрена в инструкции к прибору [24].

Из опыта эксплуатации γ -спектрометра РКП-305 следует, что перед началом работ желательна проверка данных заводского градуирования, особенно в канале U (Ra) на предмет отсутствия промахов. Если нет аттестованных рудных моделей, измерения можно проводить многократно на естественных обнажениях и об отсутствии промахов в градуировании судить в первую очередь по значе-

нию торий-уранового отношения. Остаточный фон γ -спектрометров определяют на водной поверхности или в свинцовом домике с толщиной стенок не менее 4 см.

11.4. Общие положения методики пешеходной γ -съемки

Пешеходную γ -съемку выполняют совместно с геологической съемкой или проводят самостоятельно на площади с известным геологическим строением. Необходимость комплексного применения указанных видов работ вызвана, с одной стороны, плохим визуальным диагностированием урановой минерализации при содержании $q_U < 0,5\%$, с другой — малой глубиной γ -метода и малой зоной действия геологического объекта (см. раздел 11.2). В таких условиях большое поисковое значение приобретают геологические признаки, как, например, связь оруденения с определенными комплексами пород, приуроченность к тектоническим зонам, парагенезис рудных и жильных ассоциаций, особенности геоморфологического строения местности.

На стадиях общих и детальных поисков целесообразно сочетать геологическую съемку с γ -поисками более высокой детальности (на 1—2 масштаба); региональные же исследования — геологические и радиометрические — надо проводить в одинаковом масштабе. В первом случае наиболее часто работают бригады из одного геолога и двух-трех операторов-радиометристов (рис. 11.3, б, в), причем геолог осуществляет руководство и контроль работы всей бригады. Иногда один из членов бригады выполняет функции топографа, строго выдерживая направление маршрута по буссоли и отмечая заметными знаками, например зарубками, пункты на равном расстоянии. Оператор-радиометрист в такой бригаде проводит так называемые «свободные» поиски, захватывая широкую полосу по одну и другую сторону от линии маршрута (рис. 11.3, г).

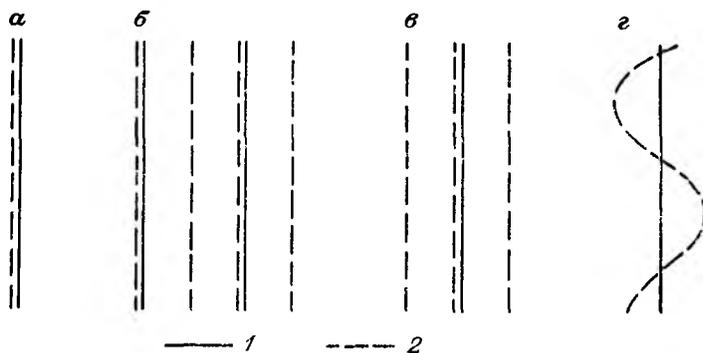


Рис. 11.3. Варианты проложения поисковых маршрутов.
Путь следования: 1 — геолога, 2 — оператора-радиометриста.

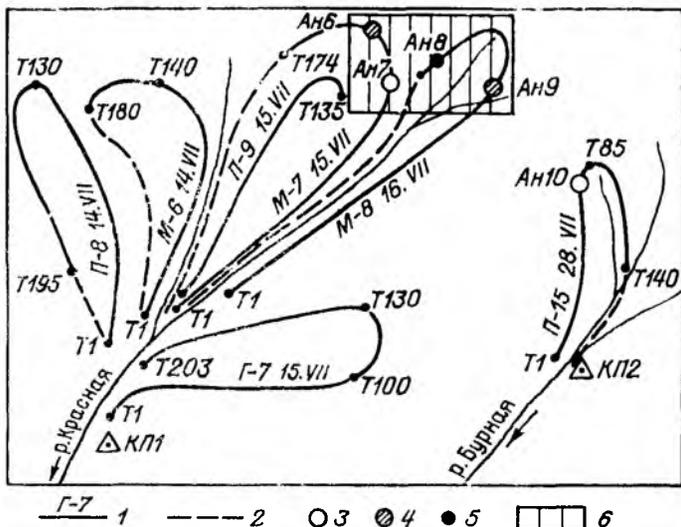


Рис. 11.4. Схема расположения криволинейных маршрутов.
 1 — документированная часть маршрута и его номер; 2 — путь с включенным радиометром при возвращении из маршрута; 3 — 5 — аномалии с разной мощностью дозы излучения (соответственно 2; 5; 15 пА/кг); 6 — детализационный участок.

Выбор масштаба γ -поисков зависит от геологической задачи (см. раздел 6.1). Съёмки масштабов 1 : 25 000 и мельче проводят по криволинейным маршрутам, намечаемым на топокарте (рис. 11.4) или фотосхеме, без предварительной разбивки профилей. Лишь иногда в этих масштабах прокладывают магистрали и на них отмечают начало профилей. Детальные поиски в масштабах 1 : 10 000, 1 : 5000 и крупнее обычно выполняют по разбитой на местности сети, широко практикуя в процессе поисков заходы на обнажения между соседними профилями. Шпуровые и γ -спектральные съёмки любых масштабов ведут по заранее разбитой сети наблюдений. Разбивку и привязку профилей выполняют полунструментально.

Плотность фиксированных точек в том или ином масштабе регламентируется соответствующими инструктивными указаниями (ориентировочные данные имеются в табл. 6.1). В совместном маршруте оператора и геолога (рис. 11.3, а) допускается неравномерное распределение точек наблюдения вдоль поисковой линии за счет увеличения числа точек на обнажениях, описываемых геологом. В маршруте без геологического сопровождения (см. рис. 11.3, б, в) целесообразно выдерживать более или менее равномерное расстояние между пунктами наблюдений.

Как и в других поисковых методах, маршруты и профили обычно задают вкрест простирания рудоконтролирующих струк-

тур и зон (или под углами $60-70^\circ$ к ним); при детальном поисках нередко практикуют дополнительные маршруты по простиранию продуктивных горизонтов и вдоль контактов осадочных и изверженных пород. Точки наблюдения привязывают к обнажениям, которые геолог описывает и наносит на топографическую карту. Пункты наблюдений по сети, разбитой на местности, привязывают по общепринятой схеме, указывая в журнале номер профиля и точки и возможное отклонение от них (в метрах).

Обнаруженные радиометрические аномалии подвергают детализации. Объем детализационных наблюдений — $20-25\%$ от числа точек основной сети. Природу радиоактивности определяют с помощью γ -спектрометров или эманационным методом (см. разделы 8.2 или 15.3). В процессе проверки аномалий используют горно-буровые работы. Методика изучения аномалий и принципы их оценки рассмотрены в главе 17.

11.5. Технология выполнения различных модификаций пешеходной съемки

Гамма-съемка земной поверхности. Поисковая бригада получает задание с вечера и заранее планирует его выполнение. Перед выходом оператор записывает в журнал номер маршрута или профиля, его местоположение, фамилию геолога, дату и затем фиксирует на контрольном пункте (КП) показания прибора с контрольным источником излучения и без него. То же самое он делает на КП при возвращении из маршрута.

В маршруте оператор непрерывно регистрирует интенсивность γ -излучения на слух, в пунктах сети фиксирует ее по стрелочному или цифровому индикатору. Обращается особое внимание на правильность документации наблюдений и их привязку. На обнажениях полезны зарисовки с указанием положения пунктов наблюдения. В примечании на каждой точке указывается наименование пород, в отдельных случаях — ландшафтная ситуация. Через каждые 2 ч оператор фиксирует показания прибора n_k и с контрольным источником и без него и находит приращение Δn [см. формулу (11.7)]. Допускается относительное изменение Δn (дел.) в диапазоне $\pm 20\%$. В противном случае результаты съемки бракуются и съемка повторяется заново.

Ниже изложены некоторые практические рекомендации, способствующие повышению эффективности поисков.

1. В связи с ограниченной зоной действия излучающего объекта (см. табл. 11.3) оператор как можно шире и активнее использует местные геологические признаки на U , например приуроченность оруденения к определенным стратиграфическим горизонтам, к зонам дробления, окварцевания, обеления, гематитизации, лимонитизации, связь оруденения с окрашенными в зеленовато-желтые цвета пятнами, которые могут быть вызваны вторичной урановой минерализацией, и т. д. Оператор обязан просматривать полосу общей

В шпуровой γ -спектрометрии с аппаратурой РКП-305 используется сцинтиллятор NaI (Tl) 30×70 мм. Применение кристалла 30×140 мм удваивает частоту импульсов и не ухудшает спектральных свойств. Диаметр шпурового детекторного блока равен 45 мм, поэтому диаметр шпуров должен быть 50—60 мм, глубина — около 1 м. Экспозиция измерений с кристаллом 30×70 мм составляет 120 с в 4л-геометрии.

Внедряется новая модификация пешеходной γ -спектрометрии — съемка в движении, позволяющая проводить с включенным спектрометром непрерывные наблюдения содержания радионуклидов по профилю [Царицын В. А., 1980 г.]. Блок детектирования γ -спектрометра располагается на спине оператора, измерительное устройство — на груди. Оптимальными масштабами γ -спектральной съемки в движении являются 1 : 25 000 и 1 : 10 000. Расстояние между пунктами регистрации радионуклидов 25—50 м, скорость движения оператора по профилю равномерная. Основными преимуществами такой модификации γ -спектрометрии являются высокая производительность и возможность сбора информации от точки к точке по всему интервалу осреднения.

Бета-съемка. Выполняется в двух модификациях: на месте залегания пород и путем β -анализа геохимических проб.

В качестве детектора излучения используется сцинтилляционная пластмасса на основе полистирола в виде круговой пластинки диаметром 110—120 мм и толщиной 1,4 мм, с относительно малой эффективностью регистрации γ -излучения. Как отмечалось, главной особенностью рассматриваемой методики β -съемки является комплексное применение ее в единых пунктах наблюдения с γ -спектрометрией.

Бета-съемка на месте залегания пород. На сухих или слабоувлажненных грунтах срезают растительный слой и почву выравнивают. В заболоченных местах из-под воды достают твердый грунт или торф, выжимают из него воду и слоем толщиной не менее 1 см укладывают на сухой площадке. На подготовленном для измерения месте проводят с экспозицией около 2 мин двукратные измерения потока β -излучения: а) без экрана ($N_{\beta \text{ э}}$), когда регистрируется β - и γ -излучение; б) с крышкой-экраном (N_{β}) толщиной $dr = 1,6$ г/см², задерживающим β -излучение.

По этим данным, учитывая время регистрации, находят поток β -излучения (имп/с)

$$N_{\beta} = N_{\beta \text{ э}} - N_{\gamma} = N_{\beta + \gamma} - N_{\gamma}. \quad (11.11)$$

В пункте наблюдения параллельно с измерением N_{β} проводят определение массовой доли q элементов Ra, Th, K с помощью переносного γ -спектрометра типа РКП-305 (см. раздел 8.2). Эти данные используют для выделения составляющей β -излучения «чи-

стого» U из общей группы β -излучателей и для определения содержания U в пункте опробования:

$$q_U = (N_{\beta} - a_{\beta Ra} q_{Ra} - a_{\beta Th} q_{Th} - a_{\beta K} q_K) / a_{\beta U}, \quad (11.12)$$

где $a_{\beta j}$ — пересчетные коэффициенты для излучателя j (Ra, Th, K), выраженные в имп/с на единицу содержания нуклида.

Бета-съемка по геохимическим пробам. Литохимические пробы массой около 0,5 кг отбирают из-под растительного слоя в пунктах поисковой сети. Здесь же выполняют с повышенной точностью определения Ra, Th, K γ -спектрометром. Далее пробы высушивают, ссохшиеся комки разминают, вещество пробы насыпают в кювету или оставляют в мешочке, который перед измерением уплощают до толщины не менее 1 см. Далее пробу помещают в толстостенный свинцовый экран, покрытый полиэтиленовой пленкой. Измеряется с экспозицией около 2—3 мин поток $\beta + \gamma$ -излучения. Так как в малой массе пробы доля γ -излучения в суммарном $\beta + \gamma$ -эффекте невелика, ограничиваются лишь одним измерением $N_{\beta+\gamma}$ с принятой экспозицией. Открытые поверхности проб во избежание загрязнения детектора нередко покрывают тонким листом бумаги. Через каждые 8—10 проб на чистой кассете измеряют фон N_{ϕ} .

Для каждой пробы вычисляют значение (имп/с)

$$N_{\beta+\gamma} = N_{\beta+\gamma} - N_{\phi} \quad (11.13)$$

и содержание урана

$$q_U = (N_{\beta+\gamma} - a_{(\beta+\gamma)Ra} q_{Ra} - a_{(\beta+\gamma)Th} q_{Th} - a_{(\beta+\gamma)K} q_K) / a_{(\beta+\gamma)U}. \quad (11.14)$$

Для текущего контроля β -радиометра используется источник β -излучения 3-го разряда $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ с потоком около 500 β -частиц/с.

В качестве градуировочных мер применяют стандартные образцы состава равновесного U — 0,05—0,1 %, закиси-окиси U («чистого» урана) — 0,1—0,2 %, калия 10—50 %; масса каждого СО близка к массе пробы.

Процесс градуирования включает следующие операции: 1) материал СО засыпают в стандартные кюветы, порошок выравнивают и заклеивают сверху тонкой бумагой или калькой (СО равновесного U выдерживают до градуирования 20—30 сут); 2) проводят контроль аппаратуры; 3) измеряют с повышенной точностью поток $\beta + \gamma$ -излучения $N_{\beta+\gamma}$ СО в модификации $\beta + \gamma$ -анализа геохимических проб и поток β -излучения СО с экраном N_{β} и без экрана $N_{\beta, \beta}$, если съемка проводится с измерением N_{β} на месте залегания; 4) измеряют фон N_{ϕ} . Интервал регистрации $N_{\beta, \beta}$ и N_{β} выбирают таким, чтобы их статистическая погрешность не превышала 1 %.

Пересчетные коэффициенты для излучателя j [имп/(с·%)]

$$a_{\beta j} = N_{\beta j} K_{\beta} / q_{\text{CO} j}; \quad (11.15)$$

$$a_{(\beta+\gamma) j} = N_{(\beta+\gamma) j} / q_{\text{CO} j}, \quad (11.16)$$

где N_{β} и $N_{\beta+\gamma}$ — частота импульсов (с^{-1}), вычисляется по формулам (11.11) и (11.13); $q_{\text{CO}j}$ — массовая доля нуклида j в CO ; $K_{\beta} = 1,06$ — поправка на поглощение β -излучения в бумаге, закрывающей порошок CO в кювете; в равенство (11.15) коэффициент K_{β} не вводится, если в процессе β -анализа геохимические пробы измеряются не в открытых кюветах, а в мешочках.

11.6. Определение полевой точности

Для оценки качества пешеходной γ -съемки, выполняемой по маршрутам, не закрепленным на местности, служат следующие показатели:

1) надежность обнаружения γ -аномалий с минимальными для заданного масштаба размерами;

2) погрешность определения наиболее вероятной интенсивности γ -излучения для отдельных типов пород;

3) случайная и систематическая погрешности интенсивности γ -излучения породы I , измеряемой в отдельной точке.

В первом случае повторяют несколько первичных маршрутов, как они показаны на карте, или проходят промежуточные маршруты между первичными. Критерием надежности изучения территории является отсутствие пропусков аномалий, интересующих исследователей при съемке заданного масштаба.

Во втором случае по данным первичных и повторных наблюдений находят по вариационным кривым (см. рис. 11.5) наиболее вероят-

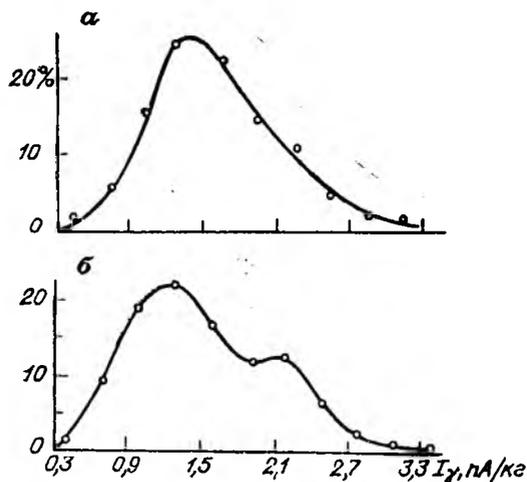


Рис. 11.5. Вариационные кривые мощности дозы γ -излучения.

a — граниты, 460 точек; b — кварцевые порфиры, 1246 точек.

ные значения I для встреченных разновидностей пород и вычисляют погрешность определения этого параметра.

Для изучения погрешности определения интенсивности I в отдельной точке проходят совместный маршрут со всеми имеющимися в отряде или поисковой партии радиометрами, регистрируя I в каждом пункте наблюдений независимо и одновременно и располагая рядом блоки детектирования всех приборов. Плотность наблюдений, условия измерения I , система отсчетов в совместном маршруте остаются такими же, как при обычной γ -съемке.

Затем для каждого i -го радиометра в каждой j -й точке вычисляют по градуировочным графикам (см. рис. 11.2) интенсивность I_{ji} (пА/кг) и среднюю интенсивность

$$\bar{I}_j = (1/n)(I_{j1} + I_{j2} + \dots + I_{ji} + \dots + I_{jn}). \quad (11.17)$$

Из осреднения исключают приборы, показания которых резко отличаются от других.

Далее в каждой j -й точке для каждого i -го прибора определяют отклонения

$$\Delta I_{ji} = I_{ji} - \bar{I}_j \quad (11.18)$$

и по этим данным строят вариационные кривые погрешности наблюдений для всех n приборов в целом и для каждого в отдельности.

Совместные маршруты с действующими радиометрами проводят 2—3 раза в полевом сезоне.

Полевую точность шпуровой и γ -спектральной съемок, выполняемых по закрепленной сети, определяют обычным способом по первичным и повторным наблюдениям на выборочных профилях. Значения случайной и систематической погрешностей вычисляют одним из указанных в главе 5 методов.

11.7. Обработка наблюдений и изображение результатов

Ниже изложена схема ручной обработки данных пешеходной γ -съемки, выполняемой в основном по криволинейным маршрутам, без разбивки сети наблюдений (см. раздел 11.4, рис. 11.4). При обработке данных с применением ЭВМ заимствуется технология обработки результатов геохимических съемок (см. главу 17).

Процесс ручной обработки включает следующие основные операции: 1) составление карты изученности района работ; 2) вычисление интенсивности γ -излучения пород I ; 3) построение вариационных кривых I для разных типов пород; 4) графическое изображение результатов γ -съемки; 5) выделение аномалий и составление их каталога.

Карту изученности участка готовят в масштабе поисков по мере выполнения радиометрических работ. На нее наносят маршруты γ -съемки, профили шпуровых, эманиционных и γ -спектральных наблюдений, места отбора проб воды, растений, донных осадков, положение детализационных участков и горных выработок, вскрывающих аномальные зоны. На каждом маршруте указывают его номер, дату и первую букву фамилии оператора (см. рис. 11.4).

Значения I (пА/кг) находят графически, используя градуировочную кривую (см. рис. 11.2).

Остаточный фон вычитают графически путем построения новой горизонтальной оси через точку B (см. рис. 11.2), соответствующую отсчету $n_{o.ф.}$. Нуль на новой оси переносят в точку A — на пересечение этой оси с градуировочным графиком; нуль на вертикальной оси оставляют без изменения. На перестроенном графике дозовую интенсивность γ -излучения считают по оси I' . Для ускорения вычислений составляют таблицу, в которой последовательно указывают деления шкалы и соответствующие им значения I (пА/кг).

За изменением $n_{o.ф.}$ и ценой деления C следят по результатам ежедневных показаний прибора на КП с контрольным источником и без него и при необходимости вводят соответствующие исправления.

В задачу вариационного анализа входит выявление наиболее вероятных значений γ -активности пород, отмеченных на геологической карте. Для нахождения этого параметра составляют вариационные кривые (рис. 11.5), представляющие собой графики распределения I (пА/кг) по интервалам $I_i - I_{i+1}$. Интервалы ΔI выбирают с учетом числа наблюдений, полевой точности и диапазона значений I , обычно это 0,1—0,2 пА/кг. Форма вариационной кривой асимметричная даже для однородной по активности породы, правая ветвь более вытянута по сравнению с левой.

Анализируя вариационные кривые дозовой интенсивности I , отмечают: 1) положение максимума по оси I , характеризующее наиболее вероятную интенсивность γ -излучения; 2) диапазон значений I , для которого доля точек достигает 70, 80, 95 %; 3) форму кривой, наличие на ней двух и более максимумов, типичный или нетипичный вид крыльев.

Данные γ -съемки изображают: 1) в изолиниях; 2) в виде графиков дозовой интенсивности I ; 3) цветными или заштрихованными кружками, соответствующими положению одной или нескольких точек по маршруту; 4) цветными отрезками.

Способ изолиний используют для изображения детальных наблюдений на локальных площадках, обнажениях, в горных выработках, где расстояние между точками наблюдений не превышает зону действия объекта (см. табл. 11.3).

В виде графиков изображают данные шпуровых, спектральных и детальных γ -интегральных съемок, выполняемых по прямолинейным профилям. Горизонтальный масштаб графиков соответствует масштабу съемки или крупнее его; вертикальный выбирают с учетом полевой точности съемки и наглядности изображения, при этом следует предусмотреть, чтобы не было частых пересечений графиками I соседних профилей. В каждой точке шпуровой съемки указывают глубину шпура.

Третий и четвертый способы изображения применяют для показа результатов γ -съемок по криволинейным маршрутам. В точке наблюдения ставят небольшой кружок, который закрашивают или штрихуют в соответствии с выбранной легендой; иногда кружком

заменяют цветными отрезками вдоль линии маршрута (в соответствии с легендой). Аномальные точки показывают кружками разной величины и цвета — в зависимости от амплитуды и природы радиоактивности аномалии. Критерии выделения аномалий рассмотрены в разделе 17.3.

11.8. Характеристика γ -аномалий пешеходной съемки

По амплитуде γ -аномалии разделяют на интенсивные, средние и слабо проявленные.

Две первые группы наиболее часто встречаются в горных и предгорных незалесенных территориях, а также в пенеппенизированных районах с открытыми вторичными ореолами рассеяния. Их γ -активность составляет от 3—5 до 70—100 пА/кг и более. Высокие значения I , как правило, фиксируются лишь в обнажениях, на весьма ограниченных площадках (от единиц до сотен квадратных метров). Картина изолиний γ -поля здесь мозаичная, сложно дифференцированная. Периферийная часть таких аномалий протягивается на десятки — сотни метров, структура γ -поля среднеили слабо дифференцированная. Выделение аномалий первой и второй групп не составляет затруднений. Их сразу же, по мере обнаружения, заносят в каталог аномалий и подвергают изучению и оценке (см. главу 17).

На площадях с погребенными вторичными ореолами рассеяния амплитуда γ -аномалий как с поверхности, так и в шпурах близка к флуктуациям фона и составляет от 0,2—0,3 до 1—2 пА/кг; строение γ -поля слабо дифференцированное; площадные размеры аномалий на поверхности, как правило, небольшие. В таких условиях необходима специальная система обработки первичных наблюдений (см. раздел 17.3), позволяющая выделять и проследивать слабо проявленные γ -аномалии [3, 4].

Сведения об аномалиях систематизируют в каталоге аномалий. В него заносят: 1) местоположение аномалии; 2) сведения об открытии и детальности изучения; 3) геологическую обстановку; 4) площадные размеры; 5) структуру γ -поля; 6) природу радиоактивности; 7) результаты радиометрического и геохимического опробования на земной поверхности и в горных выработках; 8) данные оценки методами радиационных дефектов (РД) и изотопно-свинцовым; 9) заключение о перспективности аномалии.

Генетические типы радиометрических аномалий, методика их оценки и комплекс оценочных работ рассмотрены в разделах 17.2 и 17.5.

ГЛУБИННАЯ ГАММА-СЪЕМКА

При современной геологической изученности территории СССР главный резерв открытия новых урановых месторождений сосредоточен на площадях, закрытых аллохтонными осадками. В таких условиях ведущим методом поисков становится глубинная съемка, основанная на регистрации излучения в глубоких шпурах и мелких скважинах, проходимых в пунктах поисковой сети по рыхлым отложениям.

Первые работы по освоению глубинной γ -съемки относятся к концу 50-х годов. Методической зрелости эта съемка достигает к концу 60-х годов. Вначале предпочтение отдавалось разработке новых технических средств скоростной подготовки шпуров и скважин на принципе задавливания бурового агрегата (СВА-2, СУГП-10) и регистрации излучения в процессе задавливания (радиометр КУ-59). Затем были использованы комплексные установки колонкового бурения типа БСК-2-100, оснащенные аппаратурой Р-100 для γ -каротажа поисковых скважин в процессе бурения. В последние годы проходят скважины по рыхлым отложениям стандартными буровыми агрегатами (см. табл. 12.1) с последующим автономным изучением разреза скважин с помощью γ -каротажной аппаратуры (интегральной или спектрометрической).

Наибольшее применение глубинная γ -съемка находит на стадиях поисков и поисково-оценочных работ (см. табл. 6.1).

12.1. Некоторые положения теории глубинных поисков

Главным объектом изучения глубинной γ -съемкой являются погребенные вторичные и первичные ореолы рассеяния радионуклидов, имеющие тесную связь с гипогенным оруденением. Вторичные ореолы развиваются в основном в корах выветривания. Их площадные размеры в несколько раз больше размеров рудных тел. Горизонт рыхлых отложений в пределах ореола (рис. 12.1, а), наиболее приближенный к земной поверхности, имеющий наибольшее площадное распространение и надежное развитие (содержание радионуклида превышает порог чувствительности аппаратуры), назван представительным горизонтом [21]. Глубина залегания этого горизонта определяет необходимую минимальную глубину проходки шпуров и скважин.

В районах повсеместного развития древней коры выветривания (Украина, Северный Кавказ, Урал, Казахстан, Забайкалье) представительным горизонтом является древняя пестроцветная глинистая или глинисто-щебенистая кора выветривания осадочных, метаморфических и магматических пород [34]. В районах, где древняя кора эродирована (палеодолины, побережья палеогеновых мо-

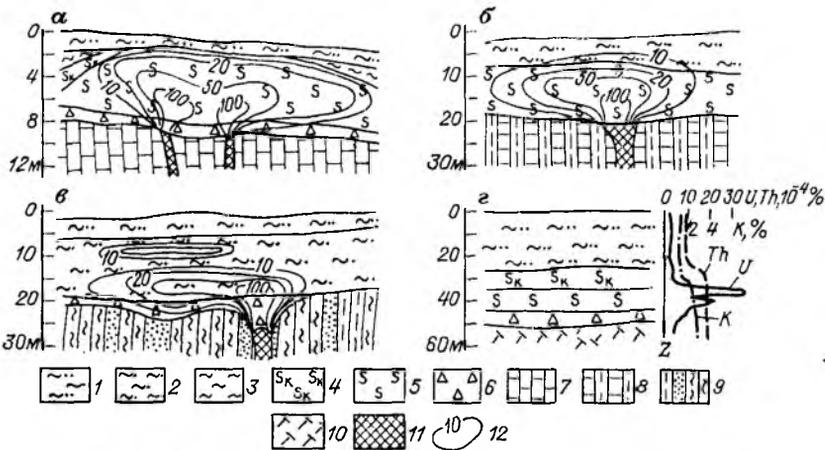


Рис. 12.1. Примеры вторичных ореолов рассеяния U (а, б, в) и молодых аккумуляций его (з) в аллохтонных осадках (1–3) и корах выветривания (4–6). 1 — четвертичные суглинки; 2 — песчано-глинистые осадки с органикой, местами гипсоносные; 3 — глины; 4 — каолиновая кора; 5 — пестроцветный глинистый и глинисто-щебенистый горизонт коры; 6 — щебенистая кора; 7 — известняки; 8 — аргиллиты и известняки; 9 — аргиллиты, алевролиты, песчаники; 10 — кислые эффузивы; 11 — рудное тело; 12 — изолинии содержания U , 10^{-4} %.

рей и т. п.), представительным горизонтом может служить кровля коренных пород или слой рыхлых отложений между аллохтонным покровом и породами складчатого основания, состоящий как из местного, так и дальнепринесенного материала. В этом слое нередко формируются ослабленные ореолы рассеяния.

Аллохтонный покров представлен осадками делювиального, пролювиального, аллювиального, эолового, ледникового и морского генезиса мощностью h от 2 до 50 м и более, причем для большинства закрытых территорий характерны резкие изменения h даже на сравнительно небольших участках. Это усложняет выбор оптимальной глубины бурения поисковых скважин и заставляет для надежности углублять их до коренных пород.

В районах гумидного климата почти не происходит солевого проникновения радионуклидов в покровные дальнепринесенные осадки. Лишь иногда верхняя граница ореола поднимается на 1–3 м выше поверхности древних кор (рис. 12.1, б). В аридных областях этот процесс проявлен более интенсивно и верхняя граница наложенного ореола может подниматься в отложения аллохтона до 10 м и более (рис. 12.1, в). Для образования наложенных ореолов необходимы следующие условия: 1) наличие сорбента U в перекрывающих осадках; 2) смена ландшафтно-геохимических условий, и в частности смена уровней стояния грунтовых вод; 3) достаточное количество U в грунтовых водах рудного поля [34].

В целом вероятность формирования наложенных ореолов на урановых месторождениях невелика.

Однако в покровных осадках, особенно в аридной климатической зоне, интенсивно проявлены экзогенные молодые аккумуляции U и Ra, не связанные с урановым оруденением. В первую очередь такие аккумуляции имеют место в гипсоносных глинах, песчано-глинистых отложениях, обогащенных органикой, и в торфяниках. Встречаются молодые вторичные скопления U и в древних корах (рис. 12.1, з), что нередко создает ошибочное впечатление обнаружения погребенного вторичного ореола в представительном горизонте.

Глубинная γ -съемка в метрологическом отношении имеет черты шпуровой пешеходной съемки и рудного γ -каротажа. Но от шпуровой пешеходной съемки она отличается более высокой глубиной, а от каротажа — отсутствием жестких требований к методике регистрации интенсивности излучения в поисковых скважинах и упрощенной интерпретацией результатов наблюдений, что в первую очередь связано с переменной скоростью погружения детектора при каротаже в процессе бурения.

Для приближенного расчета ожидаемой γ -аномалии в скважине, пересекающей пласт мощностью h с содержанием радионуклида q (г/г), можно воспользоваться формулами (7.35) — (7.37), приняв в них для условий 4π -геометрии $I_\infty = 4\pi K q\rho/\mu$. Схема точных расчетов диаграмм интегрального γ -каротажа изложена в разделе 18.1. Искажение диаграмм непрерывного интегрального каротажа за счет инерционной записи аналоговых регистраторов учитывается по формулам (7.54), (7.63) или графически (см. рис. 7.7, б).

12.2. Технические средства и аппаратура

В принципе технические средства для глубинной γ -съемки можно разделить на две группы: 1) самоходные агрегаты для скоростного бурения скважин с каротажем в процессе бурения; 2) буровые установки, допускающие автономный каротаж лишь после извлечения породоразрушающего инструмента (табл. 12.1).

Первый вариант приводит к некоторому усложнению технологии бурения и к возможному сокращению скорости проходки, второй — к неизбежному частичному перебурированию обваливающихся скважин и к достаточно частому «недокаротажу» их вблизи забоя, где обычно должна получаться максимальная информация. Поэтому способ изучения скважин должен выбираться с учетом общей экономической эффективности поисков для конкретного геологического разреза. Практически полный ныне отход от поискового γ -каротажа в процессе бурения в целом не оправдан и отражает скорее настроение буровой службы, чем объективную экономическую ситуацию. Создание малогабаритных буровых установок на вездеходах с современным техническим воплощением, обеспечи-

Таблица 12.1. Буровые установки для глубинных поисков

Вид работ	Тип станка	Глубина бурения, м	Диаметр скважины, мм	Примечание
Поисково-картировочное бурение	Мотобур М-1	7—10	92—65	Масса 15 кг
	Мотобур КМ-10	5—25	105—46	—
	УКБ-50/100	50—100	132—93	—
	БСК-2М2-100	50—100	93—76	—
	УШ-2Т	60	175—150	На тракторе 10МЗБ (бурение на болотах)
	УРБ-1В2	30	146—93	Вездеход Г1СМ
	УРБ-2А2	100—300	93—76	Буровые установки КГК-100 и КГК-300
	СКБ-4	300	151—76	—
Оценочное бурение	УКБ-200/300С	200—300	93—59	—
	УКБ-500-С	500	76—59	—
	ЗИФ-650	650	59—46	—

вающих комплексный каротаж в процессе бурения, является первоочередной задачей для достижения качественно нового уровня глубинных поисков.

Возможны три класса приборов для глубинной γ -съемки: 1) переносные радиометры и γ -спектрометры с ручными лебедками для каротажа мелких скважин; 2) интегральные и γ -спектрометрические каротажные станции для автономного и непрерывного каротажа; 3) аппаратура для каротажа в процессе бурения. Настройка и градуирование приборов двух первых классов рассмотрены в главах 11 и 18. Здесь обсудим лишь некоторые особенности аппаратуры для каротажа в процессе бурения и особенности поисковых каротажных спектрометров.

Детектор излучения CsI (Tl) или CsI (Na) с антивибрационным и антиударным ФЭУ крепят с помощью амортизационных устройств в колонковой трубе, в непосредственной близости от породоразрушающего инструмента. Для передачи информации от детектора к наземному пульту управления используют каналы связи: а) кабельные, б) гидравлические, в) телеметрические. Третий способ является наиболее эффективным. В этом случае информация передается в виде электрических сигналов по бурильной колонне, выступающей как неизолированный провод, и по окружающим горным породам.

Поисковые каротажные γ -спектрометры (РСС-006, СГСЛ-2) предназначаются для выявления кларковых и надкларковых содержаний U (Ra), Th, K в скважинах малого диаметра. Поэтому для обеспечения необходимой точности определения радионукли-

дов используют удлиненные сцинтилляторы большого объема, например, кристаллы NaI (Tl) или CsI (Tl) 20×160 ; 30×70 ; 30×140 мм и др. Установка детекторов указанных размеров в скважинных приборах внешним диаметром 44—46 мм требует специальной упаковки кристалла и ФЭУ в металлическом стакане прибора.

Для увеличения частоты импульсов в каротажных γ -спектрометрах выбирают широкие энергетические окна, например 2,05—2,65 МэВ для Th (см. раздел 8.3) вместо традиционного окна 2,40—2,80 МэВ. Регистрацию содержания радионуклидов осуществляют с помощью аналоговых и цифровых регистраторов, позволяющих осуществлять ввод данных на ЭВМ. Стабильность масштаба энергетической шкалы обеспечивается блоком автоматической регулировки усиления. Градуируют γ -спектрометры с помощью насыщенных и составных малых моделей (см. раздел 8.4).

12.3. Методика глубинной γ -съемки и поисков

Глубинные поиски погребенных урановых месторождений выполняют в первую очередь в тех районах, где известны промышленные объекты и установлены поисковые критерии локализации оруденения, а также на новых площадях с весьма высокой геологической перспективностью. Основной принцип методики глубинных поисков, по А. Н. Еремееву [11, 21], заключается в постепенной локализации изучаемой территории на основе постепенно возрастающей детальности исследований, что позволяет последовательно выявлять все более локальные поисковые критерии и обоснованно сокращать контуры перспективной площади. Обычно используют трехэтапную систему сокращения поисковых площадей.

На участках с большой мощностью аллохтонных осадков при выборе сети скважин учитывают средние размеры рудного узла, рудного поля, месторождения, отдельных рудных тел или размеры вторичных ореолов на уровне представительного горизонта при условии высокой вероятности обнаружения объекта (см. раздел 6.2). Так, А. Н. Еремеевым [21] при трехэтапной методике поисков рассчитана для одного из степных районов с мощностью рыхлых осадков до 100 м следующая поисковая сеть: на первом этапе $2 \times 0,5$ км (100 %), на втором $1,0 \times 0,5$ км (30 %), на третьем $0,5 \times 0,1$ км (10 % площади). В ряде степных и лесостепных районов СССР из многолетнего опыта на трех этапах принята сеть: 4×1 ; $1,5 \times 0,5$ и $0,8 \times 0,15$ км. При большой мощности аллохтонных отложений скважины углубляют до коренных пород и проходят по ним 1—3 м с отбором керна.

Способ каротажа и аппаратуру выбирают в зависимости от геохимической обстановки, состава и свойств рыхлых отложений. В условиях сложно дифференцированных γ -полей, где возможно формирование зон привноса и выноса U (Ra), Th, K и где, кроме того,

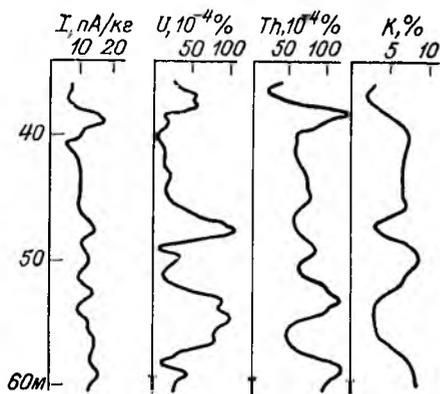


Рис. 12.2. Пример урановой аномалии, не выявляемой интегральным γ -каротажем.

плохо сохраняются скважины для последующего каротажа, основным методом должен быть γ -спектральный каротаж (рис. 12.2). В более простых случаях поисковые задачи с успехом решает интегральный γ -каротаж; спектрометры привлекают лишь для определения природы радиоактивности перспективных аномалий. Поисковый интегральный каротаж с помощью стандартных каротажных станций проводят в соответствии с инструкцией [23].

Из методических положений γ -спектрального каротажа обсудим выбор оптимальной скорости $v_{\text{опт}}$, выступающей как фактор производительности и поисковой эффективности. Уменьшение скорости ниже оптимальной снижает производительность и может создать аварийную ситуацию из-за прихвата скважинного прибора. Увеличение скорости выше $v_{\text{опт}}$ при аналоговой регистрации приводит к снижению амплитуды аномалии до уровня помех.

Задача выбора $v_{\text{опт}}$ решается для конкретных геолого-геохимических условий и сводится к разделению двух классов объектов — фоновых и аномальных. Скорость каротажа считается оптимальной, если с доверительной вероятностью β амплитуда минимальной аномалии превышает со значимым различием фоновые значения, относимые именно к этому (фоновому) классу с доверительной вероятностью α .

Расчеты, выполненные В. В. Вышенковым, приводят к следующим выводам:

1) аномалии протяженностью по оси скважины $h_{\text{min}} \geq 2$ м, амплитудой $\Delta q_{\text{ан}} \geq 10 \cdot 10^{-4} \% U$ [кристалл NaI (Tl) 30×70 мм] уверенно выделяются на аналоговой диаграмме при скорости поискового каротажа до 150 м/ч даже при жестких требованиях к уровням значимости α и β (1—2 %);

2) аномалии амплитудой $(5 \div 7) \cdot 10^{-4} \% U$ выявляются с уровнями значимости $\alpha = \beta = 5 \%$ при скорости γ -спектрального каротажа до 80—100 м/ч;

3) для выделения аномалий амплитудой $(3 \div 4) \cdot 10^{-4} \% U$ оптимальной является скорость 30—40 м/ч;

4) снижение параметра β с 5 до 2—1 % требует уменьшения скорости каротажа в 1,5—2,5 раза.

12.4. Характеристика аномалий глубинной γ -съемки

В процессе глубинной γ -съемки выявляются аномалии: а) в породах фундамента, б) в коре выветривания, в) в аллохтонном рыхлом покрове. Особенности распределения радионуклидов в этих структурных этажах рассмотрим на примере одной из ураноносных провинций СССР.

Рудовмещающие породы фундамента представлены известняками, песчаниками, сланцами, порфиритами, гранит-порфирами, лейкократовыми гранитами. Образующиеся на них коры выветривания наследуют близкие к имеющимся в породах фундамента содержания Th и K. Для урана характерна тенденция дифференцированного распределения по профилю коры — накопление на границе каолиновой и гидрослюдистой зон и снижение концентрации в верхней части разреза.

В покровных отложениях аллохтона содержания U, Th, K не коррелируют с содержанием этих элементов в породах фундамента, отличаются постоянством значений q_i на больших площадях, пониженными торий-урановым и калий-урановым отношениями. Обнаруживается тенденция накопления U на нижней границе аллохтона и каолиновой коры, а также в горизонтах аллохтона, обогащенных гипсом, гидроокислами железа и органикой.

Амплитуда аномалий интегрального γ -каротажа в каждом из указанных структурных этажей при наличии как рудной, так и вторичной аккумуляции радионуклидов (см. табл. 17.1) изменяется в широком диапазоне [от 0,7—1,5 до 50—70 пА/кг и более] и не является поисковым признаком на U. Более информативную картину дает γ -спектральный каротаж. Так, в породах фундамента наличие аномалии урановой природы, низкого торий-уранового отношения, сложно дифференцированной картины γ -поля в сочетании с благоприятной геологической ситуацией свидетельствуют об эндогенном источнике урановой минерализации.

Для кор выветривания характерно многообразие генетических проявлений радиометрических аномалий. Наиболее распространен класс безрудных аномалий урановой природы, формирующихся в линейно-площадных корах (см. рис. 12.1, а) и связанных с накоплением U на геохимических барьерах, какими, в частности, являются границы каолиновой и гидрослюдисто-щербенистой зон. Содержание U в таких зонах изменяется от $(10 \div 20) \cdot 10^{-4} \%$ до 0,01—0,02 % и более. Ореолы в корах, связанные с урановым оруденением, имеют обычно грибообразную форму с корневой частью, уходящей в породы фундамента (см. рис. 12.1, б). Этим они отличаются от безрудных аномалий в линейных корах, развивающихся по тектоническим зонам на глубину до 100 м и более. Интенсивность γ -излучения в линейных корах может достигать 15—20 пА/кг, содержание U — до 0,02—0,03 %, но высокие аномальные проявления не прослеживаются в породы фундамента.

Торий-урановые аномалии в коре выветривания обычно связаны с редкоземельной или редкометалльной минерализацией в высокорадиоактивных породах фундамента или с урано-ториевым оруденением. Чисто ториевые аномалии в большинстве случаев не связаны с урановорудным процессом, они отбраковываются на первом же этапе оценочных работ.

В отложениях аллохтона встречаются молодые аккумуляции Ra и U и слабо проявленные наложенные солевые ореолы, имеющие связь с коренным оруденением. Аномалии молодых аккумуляций приурочены к определенным литологическим горизонтам (например, к загипсованным глинам), отличаются сравнительно высокой интенсивностью (до 10—15 пА/кг и более), но ограниченной протяженностью по оси скважины (3—5 м). Наложенные солевые ореолы характеризуются аномалиями 0,4—0,7 пА/кг или $(3 \div 5) \cdot 10^{-4} \% U$; методом γ -каротажа эти аномалии выделяются не всегда, так как по интенсивности они близки к порогу чувствительности метода.

Глава 13

ПОДВОДНАЯ ГАММА-СЪЕМКА

Как показывает геологическая практика, нередко аномальные зоны и рудоносные структуры погружаются под воду; вытянутые озера, прибрежные заливы и губы развиваются по крупным потенциально рудоносным тектоническим зонам; в акватории прибрежного шельфа формируются месторождения урансодержащих фосфоритов и россыпные месторождения тяжелых металлов с аномальной концентрацией Th и U; на дне морей и особенно в рифтовых зонах океанического дна развиваются поля железо-марганцевых конкреций с высоким содержанием Mn, Zn, Pb, Cu, Ag, Au и с аномальной концентрацией U и Th; в ряде мест возникают скопления высокоминерализованных рассолов и илов.

Все эти геологические явления стимулируют развитие подводной γ -съемки как одного из методов подводных поисков полезных ископаемых. Кроме того, подводную γ -съемку применяют для целей геологического картирования морских осадков, и в первую очередь для оконтуривания зон развития песчаных, глинистых и илстых отложений, для детального изучения грунтов при строительстве портовых сооружений, для исследования литодинамических процессов в мелководной части шельфа и т. д. Подводная γ -съемка — новый, быстро развивающийся метод. В СССР имеется опыт применения ее на акваториях Белого, Балтийского, Черного, Азовского, Японского, Охотского морей и на озерах Карелии.

13.1. Гамма-поле подводных объектов

Предлагается два способа расчета γ -поля: на основе теории подобия и способом лучевого приближения.

Как отмечено в разделе 7.6, из-за близости ядерно-физических параметров ($Z_{эф}$, \bar{n}_3) воды и воздуха действует принцип приближенного подобия γ -полей геологических объектов в этих средах. Константа подобия $C = 860$. Это означает, что в воде структура γ -поля сохраняется такой же, как и в воздухе, но все линейные параметры γ -поля над излучающим объектом в водной среде сокращаются в 860 раз по сравнению с параметрами в воздушной среде (рис. 13.1).

Следовательно, чтобы получить γ -поле над заданным объектом в воде, надо рассчитать его для условий воздушной среды (см. разделы 7.1—7.5), увеличив при этом линейные размеры подводного объекта в 860 раз, а затем, используя константу подобия, трансформировать полученные для воздуха диаграммы к условиям водной среды. Именно так получены кривые затухания γ -излучения в водной среде на рис. 13.1, а и диаграммы γ -поля в вертикальной плоскости на рис. 13.1, б, в.

Для иллюстрации способа лучевого приближения приведен вывод формулы интенсивности γ -излучения бесконечного полупространства в условиях подводных измерений излучения детекторами длиной l и радиусом R_0 . Как показано на рис. 13.2, общая интенсивность излучения полупространства

$$I = I_1 + I_2, \quad (13.1)$$

где I_1 — излучение, попадающее на детектор снизу, без поглощения в воде; I_2 — излучение, частично поглощенное в воде.

В соответствии с равенствами (7.27) и (7.28)

$$I_1 = (2\pi Kq\rho/\mu)(1 - \cos\psi_0), \quad (13.2)$$

где q — содержание радионуклида, г/г; μ/ρ — массовый коэффициент ослабления излучения в породе;

$$\psi_0 = \arctg(2R_0/l). \quad (13.3)$$

Как следует из равенства (7.11) и рис. 13.2,

$$dI_2 = Kq\rho \exp[-\mu(r-r_1) - \mu_b(r_1-r_2)] \sin\psi \, d\psi \, dr \, d\varphi; \quad (13.4)$$

$$I_2 = Kq\rho \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{\infty} \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp[-\mu(r-r_1) - \mu_b(r_1-r_2)] \sin\psi \, d\psi \, dr \, d\varphi, \quad (13.5)$$

где μ_b — коэффициент ослабления γ -излучения в воде (табл. 13.1);

$$r_1 = (l/2) \sec\psi; \quad r_2 = R_0 \operatorname{cosec}\psi.$$

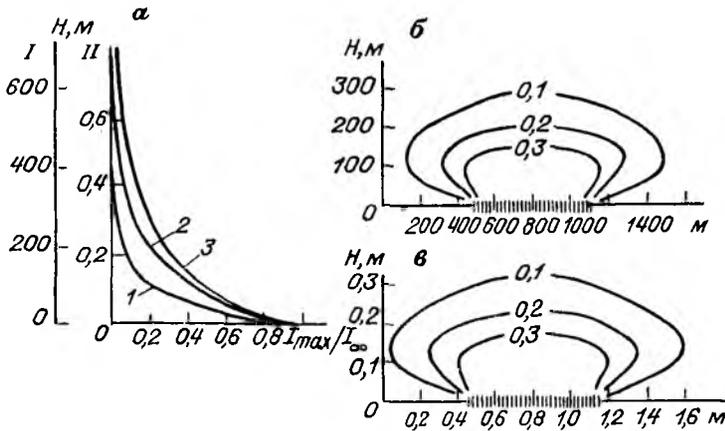


Рис. 13.1. Высотные кривые (а) мощности дозы γ -излучения в воздухе (I) и воде (II) над излучающим кругом и картина γ -поля в вертикальной плоскости для воздушной (б) и водной (в) сред. Радиус круга, м: 1 — 100, 2 — 300, 3 — $\rightarrow \infty$. Положение излучающего тела показано штриховкой. Изолинии даны в единицах относительной мощности дозы I/I_{∞} .

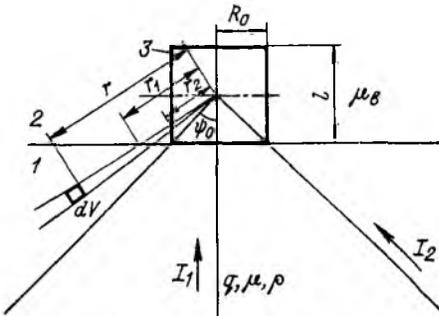


Рис. 13.2. К равенствам (13.1) — (13.7). 1 — излучающее тело; 2 — вода; 3 — детектор.

Решая уравнение (13.5), получаем

$$I_2 = \frac{2\pi K q \rho}{\mu} \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp \{-\mu_b [(l/2) \sec \psi - R_0 \operatorname{cosec} \psi]\} \sin \psi d\psi. \quad (13.6)$$

В итоге

$$I = I_1 + I_2 = I_{\infty} \left\{ 1 - \cos \psi_0 + \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp \{-\mu_b [(l/2) \sec \psi - R_0 \operatorname{cosec} \psi]\} \sin \psi d\psi \right\}, \quad (13.7)$$

где I_{∞} — интенсивность излучения полупространства в отсутствие перекрывающей водной среды.

Многочлен в фигурных скобках в равенстве (13.7) представляет собой поправку на ослабление излучения в водной среде. Имеющийся в нем интеграл табулирован (см. табл. 18.1).

Таблица 13.1. Эффективные коэффициенты ослабления γ -излучения U и Th в водной среде

Энергетический диапазон, МэВ	Коэффициенты μ_B (см ⁻¹) для излучателей	
	U	Th
0,02—3,0	0,028	0,024
1,35—1,56	0,036	0,031
1,64—1,88	0,037	0,032
2,05—2,65	0,038	0,034
2,50—2,80	—	0,035

Равенство (13.7) показывает приближенную зависимость $I(I, R_0, I_\infty)$, так как при его выводе из-за сложности решения не учтено изменение эффективности регистрации излучения в разных частях сцинтиллятора.

13.2. Факторы, влияющие на подводные измерения излучения

К числу факторов, осложняющих подводные радиометрические измерения, относятся [29]: 1) частичное поглощение излучения слоем воды, находящимся между детектором и грунтом; 2) преобразование спектрального состава γ -излучения слоем воды; 3) обратное рассеяние излучения; 4) изменение влажности грунтов; 5) переменная геометрия измерения вследствие зарывания зонда в грунт; 6) взмучивание грунта.

В подводных контейнерах типа «салазки» (см. рис. 13.5, б), «шар», «цилиндр» детектор находится на высоте h от 5 до 10 см над поверхностью грунта. Кроме того, из-за неровности дна, разного натяжения кабеля это расстояние может возрастать дополнительно на 10—15 см. Это приводит к уменьшению интегральной интенсивности γ -излучения I в первом случае на 15—20 %, во втором — на 20—30 %. При спектрометрических определениях содержания q элементов U, Th, K эти числа возрастают примерно на одну треть. Постоянную составляющую снижения интенсивности I и содержания q можно учесть введением поправочных множителей K_i в значения градуировочных коэффициентов (см. раздел 13.3). Переменная составляющая учету не подлежит, она входит в число компонент случайной погрешности измерений.

Преобразование спектрального состава моноэнергетического излучения в водной среде имеет следующие особенности. По мере увеличения слоя воды d вначале возрастает доля рассеянных квантов, а при $d > 4D$ (где D — слой половинного поглощения) наступает радиационное равновесие (см. раздел 2.7). Такая же тенденция видна и на аппаратурных спектрах сложного γ -излучения руд U и Th (рис. 13.3). Изменение γ -спектра за счет геометрии распо-

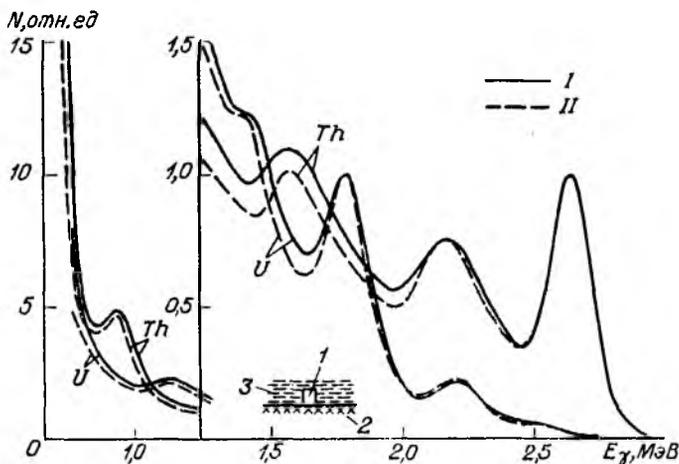


Рис. 13.3. Нормированные аппаратные спектры γ -излучения U и Th в воздушной (I) и водной (II) средах.

1 — детектор NaI (Tl) 80×80 мм; 2 — поверхность излучающего слоя; 3 — среда (вода или воздух).

ложения детектора в подводном контейнере, как и в предыдущем случае, учитывают при градуировании аппаратуры; вариации высоты h при буксировке контейнера по дну увеличивают случайную погрешность подводной γ -съемки.

Слой воды над детектором создает обратно рассеянное γ -излучение низкой энергии ($E_\gamma < 0,51$ МэВ). Вклад этого излучения в эффект, регистрируемый прибором с порогом $E_n = 30 \div 50$ кэВ, достигает 20—25%. На показания γ -спектрометров с рабочими окнами в области выше 1 МэВ обратно рассеянное излучение из-за малой энергии (см. раздел 2.6) влияния не оказывает.

Влажность * w подводных грунтов зависит от их литологического состава. Так, для песчаных грунтов значение w достигает 0,35, для илистых 0,70 [29]. Увеличение влажности w приводит к снижению интенсивности γ -излучения вследствие уменьшения массовой доли радионуклидов q и некоторого возрастания массового коэффициента ослабления излучения (μ/ρ) во влажном (вл) веществе по сравнению с сухим (с) скелетом силикатного состава [из-за аномального поглощения излучения водой (в)].

Используя соотношение

$$q_{вл} = q_c (1 - w) \quad (13.8)$$

и вытекающее из формулы (2.47) выражение

$$(\mu/\rho)_{вл} = (1 - w)(\mu/\rho)_c + w(\mu/\rho)_в = (\mu/\rho)_c [1 + w(k - 1)], \quad (13.9)$$

* Влажность w — отношение массы воды $m_в$ к массе влажного вещества

где

$$k = (\mu/\rho)_в/(\mu/\rho)_с, \quad (13.10)$$

занишем на основе равенства (7.25) формулу для расчета интенсивности излучения влажных грунтов

$$I_{вл} = \frac{2\pi K q_{вл}}{(\mu/\rho)_{вл}} = \frac{2\pi K q_c (1-w)}{(\mu/\rho)_с [1+w(k-1)]} = I_c \frac{1-w}{1+w(k-1)}; \quad (13.11)$$

коэффициент $K = 1,15$ при $E_\gamma \approx 1$ МэВ.

Такое же соотношение справедливо и для концентрации q_i радионуклидов U, Th, K в сухой и влажной породе.

Зависимость интенсивности излучения от телесного угла, под которым излучающее вещество окружает детектор, определяется формулой (7.28). Оценить же геометрию измерений под водой вследствие зарывания зонда в грунт невозможно, поэтому периодическое изменение геометрии увеличивает флуктуации γ -поля по профилю.

Взмучивание грунта сопровождается, с одной стороны, возрастанием интенсивности излучения за счет взвешенных в воде излучающих частиц, с другой — увеличением плотности жидкой среды и, следовательно, усилением ее поглощающих свойств. Преобладающим, особенно в зоне повышенной активности, является первый процесс.

Как видно из приведенного здесь материала, количественная интерпретация подводных радиометрических измерений менее надежна по сравнению с интерпретацией наземных наблюдений. Поэтому при выполнении непрерывных подводных γ -съемок нередко ограничиваются лишь качественным суждением о характере γ -поля на площади, не прибегая к расчету эквивалентных содержаний урана.

13.3. Аппаратура и подводные контейнеры

Аппаратуру для подводных γ -измерений обычно компонуют из выпускаемых промышленностью стандартных приборов, блоков и устройств [29]. Блок детектирования (рис. 13.4) размещают в подводном контейнере, пульт управления — на борту судна или лодки. Передача сигналов и буксировка подводного контейнера осуществляется с помощью кабель-троса.

В качестве детекторов применяют сцинтилляторы CsI (Tl) или NaI (Tl) объемом от 0,2 до 2 л и более. Удобны стандартные сцинтиллы. Для спектрометрических целей иногда используют ППД. В блоке детектирования размещают предусилитель, схему температурной компенсации, блок низковольтного питания. Высокое напряжение на ФЭУ обычно подается от бортового прецизионного источника типа ВС-22. В качестве кабель-тросов используют одножильный кабель типа КГ, а в спектрометрах — одножильный коаксиальный кабель типа КГ-ШК.



Рис. 13.4. Структурная схема подводной радиометрической аппаратуры.

Анализирующий блок в зависимости от задач исследования представляет собой интегральный дискриминатор или анализаторы: одноканальный, 3—4-канальный и многоканальный импульсный. Последний вид анализаторов применяют для дискретных наблюдений на стоянках судна. Регистрацию информации осуществляют с помощью цифровых и аналоговых измерителей частоты импульсов, а также с помощью магнитофонов и ленточных перфораторов.

Подводную γ -съемку проводят в двух модификациях: 1) на стоянках в пунктах поисковой сети; 2) по профилям с непрерывной регистрацией излучения. Во втором случае успех съемки во многом зависит от оптимальной конструкции контейнера.

К подводным γ -зондам или контейнерам предъявляют следующие требования [29]: 1) постоянный контакт с грунтом при буксировке, 2) неизменная геометрия измерений и постоянное расстояние между детектором и грунтом, 3) минимальные взмучиваемость и зацепление за препятствия, 4) наличие всплывающего буй-маркера при обрыве троса.

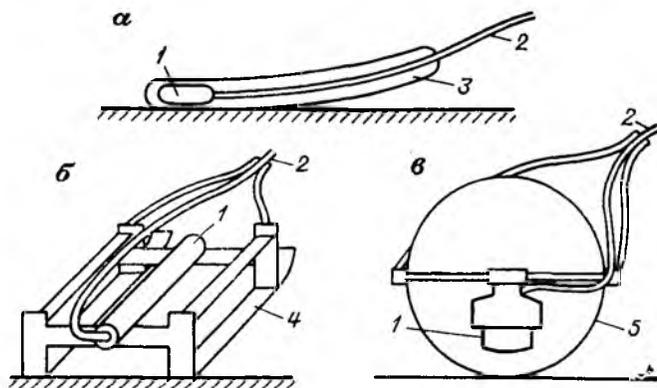


Рис. 13.5. Типы контейнеров для непрерывной подводной γ -съемки (схематическое изображение).

a — «горь»; *б* — «салазки»; *в* — «шар».

1 — блок детектирования; 2 — трос-кабель; 3 — защитный кожух из армированной резины или поливинилхлорида; 4 — буксир в виде салазок; 5 — шаровидное устройство из металлических прутьев.

Непрерывную γ -съемку проводят с зондами типа «волокуша», «угорь», «салазки», «шар», «цилиндр». Простым и удобным является зонд «угорь» (рис. 13.5, а). Это — гибкая труба длиной от 3—5 до 25—30 м из армированной резины или поливинилхлорида, в которую помещается детекторный блок. Такой зонд огибает встречающиеся препятствия и почти исключает зацепление и обрыв.

На малых водоемах для измерений с лодки обычно используют стандартные радиометры и γ -спектрометры пешеходной γ -съемки, переоборудованные для подводных наблюдений на небольших глубинах. Детекторный блок помещают в контейнер типа «угорь».

Градуирование аппаратуры. Интегральные радиометры градуируют с помощью радиового образцового источника по методике, рекомендованной для пешеходных радиометров (см. раздел 11.3). Поглощение и обратное рассеяние γ -излучения в водной среде учитывают введением поправки $K = I_{\text{в}}/I_0$, которую находят экспериментально, выполняя измерения γ -излучения на поверхности рудной модели без воды (I_0) и с водой $I_{\text{в}}$. Поправку K вводят в результаты градуирования, изменяя масштаб ординаты градуировочного графика (см. рис. 11.2) в K раз, что изменяет его наклон относительно оси абсцисс. При такой методике градуирования радиометров данные измерения I в водной и воздушной средах идентичны. Для радиометров СРП-68 с энергетическим порогом 20—30 кэВ коэффициент $K = 1,32$.

Гамма-спектрометры градуируют двумя способами: 1) с помощью насыщенных или малых рудных моделей; 2) на месте залегания пород. В первом случае выбирают модели и находят пересчетные коэффициенты a_{ij} так, как описано в разделе 8.4. Наличие водной среды и геометрию измерения учитывают введением поправки $K_{ij} = N_{i\text{в}}/N_{i0}$, используя при расчете содержаний U, Th, K по формулам (8.4), (8.5) вместо коэффициентов a_{ij} произведения $a_{ij}K_{ij}$. Значения K_{ij} определяют экспериментально, помещая над насыщенной моделью руд U и Th бак с водой и измеряя частоту импульсов с водой ($N_{i\text{в}}$) и без воды (N_{i0}).

Для спектрометра типа СП-4 со стандартным детекторным блоком поправочные коэффициенты имеют значения

$$\begin{aligned} K_{1\text{U}} &= 0,81; & K_{2\text{U}} &= 0,80; & K_{3\text{U}} &= 0,78; \\ K_{1\text{Th}} &= 0,84; & K_{2\text{Th}} &= 0,82; & K_{3\text{Th}} &= 0,81. \end{aligned} \quad (13.12)$$

Градуирование γ -спектрометров на месте залегания пород осуществляют по такому же принципу, как для наземных измерений (см. раздел 8.4). Выбирают не менее трех участков с резко различным соотношением U (Ra), Th, K и на них проводят многократные измерения частоты импульсов N_i в рабочих окнах γ -спектрометра. Затем на каждом из участков отбирают специальным прибором на глубину до 20 см по 3—5 проб рыхлых осадков, не нарушая структуру грунта и влажность. В пробах определяют влаж-

ность ω и содержание U, Ra, Th, K; эти данные для каждого из участков осредняют.

После этого составляют систему из 9 уравнений (3 участка, 3 элемента) типа (8.4) и, решая ее с помощью ЭВМ, находят градуировочные коэффициенты A_{ij} (с·%), учитывающие особенности подводных измерений. Возможны также определения пересчетных коэффициентов a_{ij} [(с·%)⁻¹] по формуле (8.24) при значении $\eta = 1$ и при значении остаточного фона $N_{o. ф.}$, найденном в водном 4л-пространстве на глубине, близкой к глубине градуировочной площадки.

Если результаты анализа проб грунта получены на сухое вещество, то при расчете градуировочных коэффициентов A_{ij} или a_{ij} по формулам (8.4) или (8.24) используют исправленные на влажность содержания радионуклидов [см. формулу (13.11)].

Было бы надежнее градуировать спектрометры под водой на рудных обнажениях коренных пород с урановой и ториевой природой активности. Однако под водой трудно обеспечить представительное опробование таких обнажений.

13.4. Методика подводной γ -съемки

Подводную γ -съемку в зоне шельфа проводят на судах водоизмещением от 100 до 1000 т, в морском мелководье и крупных озерах — на малотоннажных судах и автомобилях-амфибиях, в малых водоемах — на лодках. Перед началом работ изучают навигационные карты и собирают сведения о глубинах, рельефе дна, типах осадков; выделяют участки, опасные для буксировки γ -зонда: скопления камней, валунов, выходы скальных пород, колонии кораллов, участки дна, сильно заросшие водорослями. В итоге проводят районирование акватории и выделяют участки для непрерывных и для дискретных измерений γ -поля, планируют сроки и очередность их исследования.

Сеть подводных наблюдений выбирают в зависимости от задачи и масштаба работ. Расстояние между профилями в том или ином масштабе остается таким же, как и при наземных измерениях (см. табл. 6.1), но при выполнении крупномасштабных съемок это расстояние не рекомендуется брать меньше удвоенной погрешности привязки пунктов наблюдения [29].

На малых водоемах профили намечают вкрест простирания рудоконтролирующих структур, трассируют их с помощью вешек с флажками на берегу и окрашенных буйев или поплавков на воде. На море, где привязка наблюдений осуществляется с помощью радионавигационной системы на судне, сеть проектных профилей наносят на навигационную карту. При съемке в мелких масштабах профили направляют от берега в море, в крупных масштабах — вкрест простирания аномальных зон или вкрест картируемых донных осадков. Расположение профилей согласуют с капитаном

судна, при этом учитывают безопасность судовождения и возможные запреты на плавание и буксировку донных устройств.

Средняя скорость v непрерывной γ -съемки составляет 6—10 км/ч. Продолжительность t дискретных наблюдений выбирают в зависимости от заданной погрешности измеряемой величины. Если изучается полный γ -спектр с помощью многоканального анализатора, экспозиция t достигает 20—30 мин.

При выполнении дискретной γ -съемки на малых водоемах лодку направляют к отмеченному поплавком пункту наблюдений, бросают якорь, опускают на дно детекторный контейнер, после чего регистрируют с нужной экспозицией частоту импульсов. Затем выбирают якорь и переплывают на следующую точку профиля. При переездах контейнер покрывают мокрой мешковиной или держат в воде для сохранения постоянной температуры.

В процессе непрерывной γ -съемки судно останавливают на расстоянии 1—2 км от начала профиля, детектор опускают на дно и через интервал 15—20 мин, необходимый для выравнивания температуры контейнера, устанавливают номинальный режим работы основной и вспомогательной аппаратуры. После этого судно направляют к началу профиля, стравливая кабель-трос до необходимой длины, позволяющей буксировать детекторный контейнер без отрыва от грунта [29]. В начальном пункте профиля делают отметки на лентах самописца радиометра, спектрометра и эхолота, включают вспомогательные приборы, заполняют необходимые графы журнала наблюдений. Штурман устанавливает местоположение судна, направление и скорость его движения, заносит эти данные в бортовой журнал. В дальнейшем оператор следит за работой радиометрической аппаратуры, штурман — за движением судна по намеченным на навигационной карте профилям.

Для надежной геологической интерпретации результатов γ -съемки в местах устойчивого изменения γ -поля судно останавливают и отбирают для последующего лабораторного анализа контрольные пробы грунта. Здесь же проводят высокоточные дискретные измерения γ -поля, а при наличии многоканального анализатора детально изучают полный γ -спектр. Места стоянок наносят на навигационную карту. По окончании съемки проверяют режим работы аппаратуры, делают необходимые записи в бортовых журналах.

Для оценки полевой точности проходят повторные и секущие профили, намечаемые в местах слабо- или среднедифференцированного γ -поля. Данные по секущим профилям используют также для увязки результатов измерения в разные дни.

На малых водоемах лодку направляют вдоль намеченного поплавками профиля, по возможности сохраняя одинаковую скорость v (около 5 км/ч); отмечают на ленте самописца и в бортовом журнале время начала и окончания измерений по профилю, а также возможные остановки и изменения скорости. Для контроля привязки конца профилей привлекают дальнометры. Аномальные участки профиля повторяют и при подтверждении первичных

данных отбирают на них пробы грунта. Для привязки аномальных точек также используют дальнометры.

В зимнее время проводят дискретную подводную γ -съемку на льду. Для этого разбивают сеть профилей и в пунктах сети сверлят лунки, через которые опускают радиометр на дно. Такая методика измерений хорошо себя оправдывает, в первую очередь при детальном исследовании на малых водоемах.

При обработке подводных дискретных измерений заимствуют опыт пешеходной γ -съемки; при обработке непрерывных измерений — опыт воздушной и автомобильной съемок (см. разделы 9.7, 10.3, 11.7). Результаты интегральных γ -съемок представляют в единицах мощности дозы излучения (пА/кг), используя градуировочные графики, исправленные на влияние покровного слоя воды (см. раздел 13.3). По данным γ -спектрометрии, учитывая коэффициент K_{ij} [см. равенства (13.12)], находят содержание радионуклидов при естественной влажности пород на месте регистрации излучения. Полученные γ -спектральные данные корректируют по результатам анализа контрольных проб, отбираемых в процессе подводной съемки.

Аномалии подводной γ -съемки в области развития песчано-глинисто-илистых отложений составляют 0,7—3,5 пА/кг; на монацитовых россыпях, а также на обнажениях коренных пород с урановым или урано-ториевым оруденением аномалии могут достигать десятков пикоампер на килограмм и более. В условиях развития мощных моренных отложений картину γ -поля под водой сильно осложняют валуны высокорadioактивных пород.

Выделение аномалий и их геологическую интерпретацию осуществляют по методике, описанной в главе 17.

3Б. МЕТОДЫ ПОИСКОВ ПО РАДИОАКТИВНЫМ ГАЗАМ

Радиоактивные газы (эманации) — радон $^{222}_{86}\text{Rn}$, торон $^{220}_{86}\text{Tn}$, актинон $^{219}_{86}\text{An}$ — входят в цепочки последовательно превращающихся нуклидов уранового, ториевого и актиноуранового рядов (см. рис. 1.3). В силу тех или иных причин газы попадают в поры горной породы (руды), содержащей материнские элементы, и затем в результате теплового движения молекул и ряда других факторов (см. раздел 14.2) распространяются в пространство, окружающее эманацирующий источник, образуя газовый ореол рассеяния. Изучая распределение свободной эманации в коренных породах, рыхлых отложениях, водах и атмосферном воздухе, обнаруживают эманационные аномалии, а по ним в благоприятных условиях — локальные скопления радиоактивных руд.

Процесс полевых эманационных наблюдений состоит или в отборе проб подпочвенного воздуха из шпура (см. рис. 15.1) в α -камеру эманометра и измерении α -излучения Rn, Tn, An и их про-

дуктов распада, или в измерении α -излучения эманаций с помощью детекторов, помещаемых в грунт и экспонируемых в нем в течение времени, достаточного для получения статистически достоверной информации. Виды эманационных работ и их сущность изложены в главе 15.

Основным преимуществом эманационных методов перед ранее рассмотренными γ -методами является более высокая глубинность исследований (см. табл. 14.3), основным недостатком — неоднозначность интерпретации эманационных данных из-за большого числа факторов, влияющих на формирование эманационного поля.

Глава 14

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГАЗОВЫХ МЕТОДОВ

Ниже излагаются вопросы, связанные с формированием ореолов рассеяния радиоактивных газов в различных физико-геологических условиях, и рассматривается математическая модель миграции этих газов.

14.1. Эманирование пород и руд. Концентрация эманации в бесконечной эманлирующей среде

Эманирование — процесс выделения в открытые поры породы или во внешнее пространство свободной эманации, которая в природных условиях может мигрировать в газовой или растворенной фазе. Основным явлением, вызывающим эманирование, служит отдача атомов ^{88}Rn , образующихся при α -распаде изотопов ^{88}Ra . Вырывающиеся из кристаллической решетки атомы отдачи перемещаются в систему микротрещин и капилляров и частично задерживаются в них, чему способствует наличие пленочной влаги и воды в капиллярах [58]. Накапливающаяся свободная эманация приобретает возможность перемещения в системе сообщающихся между собой трещин и капилляров.

Количественными характеристиками эманирования являются интенсивность эманирования a_0 , эманлирующая способность R и коэффициент эманирования $K_{\text{эм}}$.

Интенсивность эманирования — количество свободной эманации, выделяющееся в 1 с в единице объема вещества. Эманлирующая способность — количество свободного Rn, выделяемое 1 г вещества за время, достаточное для установления радиоактивного равновесия. Определение коэффициента $K_{\text{эм}}$ дано в разделе 4.5. Если R выражать в единицах массы равновесного Ra с содержанием его в породе q_{Ra} (г/г), то

$$K_{\text{эм}} = R/q_{\text{Ra}}. \quad (14.1)$$

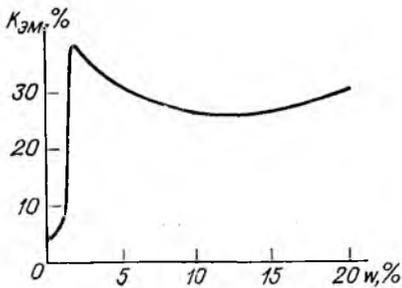


Рис. 14.1. Изменение коэффициента эманирования $K_{Эм}$ урановых руд с повышением влажности после прокалывания образцов.

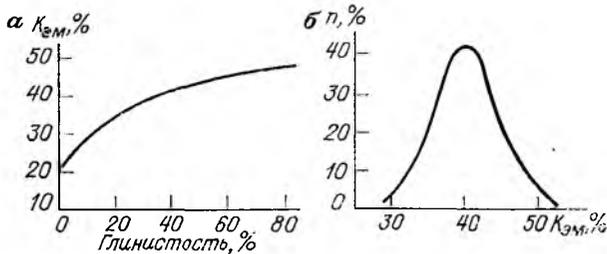


Рис. 14.2. Зависимость $K_{Эм}$ от глинистости породы (а) и вариационная кривая $K_{Эм}$ однотипных окисленных урановых руд (б).

Основными процессами, влияющими на интенсивность эманирования, являются диффузия и адсорбция атомов Rn в капиллярах.

Параметры эманирования пород и руд на месте их залегания изучены слабо. Влияние тех или иных природных факторов на эманирование можно проследить лишь по результатам определения коэффициента $K_{Эм}$ в лабораторных условиях.

Измельчение монолитных штуфов до порошка обычно приводит к увеличению $K_{Эм}$ в 1,2—2,0 раза, а для руд, в которых урановые минералы находятся в сплошной кварцевой оторочке, — в 3—4 раза и более. Измельчение штуфов с развитой открытой системой капилляров вызывает лишь небольшое изменение R и $K_{Эм}$.

Влияние влажности w на эманирование по Rn предварительно прокаленных до 700 °С препаратов ($w = 0$) иллюстрирует рис. 14.1. Коэффициент $K_{Эм Rn}$ достигает экстремального значения при влажности 2—4 %, затем плавно снижается, а при $w > 15$ % начинает снова медленно возрастать. Эманирование в воду в 1,1—2,0 раза выше, чем в воздух [58]; эманирование в раствор NaCl, спирт, керосин ниже, чем в воду. Иначе сказывается возрастание влажности w на выделении короткоживущих эманаций, обладающих малой диффузионной длиной [см. выражение (14.13)]. Увеличение w от 2 до 15 % приводит к снижению $K_{Эм}$ по Tn и An до 1,5—3,0 раз.

Коэффициент $K_{эм}$ по Ап при эманировании в воду почти всегда ниже, чем $K_{эм}$ при эманировании в воздух; для Тп отношение этих величин лишь немного больше единицы.

Нагревание проб от 0 до 50—60 °С сопровождается возрастанием $K_{эм}$ в 1,2—2,0 раза в связи с уменьшением адсорбции атомов Rn в капиллярах и ускорением их теплового движения. При $t \geq 100$ °С значение $K_{эм}$ может достигать 1,0. Однако эманлирующая способность резко снижается (до 10 раз) при остывании прокаленных проб из-за полной потери пленочной влаги в капиллярах, но эманлирующая способность восстанавливается до обычного уровня при последующем увлажнении проб. В условиях отрицательных температур особенно резко снижается $K_{эм}$ сильно увлажненных образцов (до 3—8 раз при изменении t от 25 до — 25 °С).

Окисление и выветривание урановых и ториевых руд приводит к увеличению коэффициента $K_{эм}$ до 2—5 раз по сравнению со свойственным для исходных первичных руд. Коэффициент эманирования руд в 2—3 раза выше, чем у минералов, входящих в руду. Для почв и песчано-глинистых отложений замечена прямая зависимость $K_{эм}$ от глинистости (рис. 14.2, а), что, по-видимому, связано с мелкодисперсным состоянием урановых включений в глинах. В пределах одного месторождения значения $K_{эм}$ однотипных руд колеблются в ограниченных пределах (рис. 14.2, б).

Как видно из приведенного обзора, эманлирующая способность пород и руд зависит от их физического состояния и от вещественного и минерального состава. В расчетах эманационных полей рекомендуем использовать экспериментальные значения $K_{эм}$ порошковых проб, полученные при температуре и влажности геологического объекта. Ориентировочные значения $K_{эм}$ при $t = 15 \div 20$ °С и $w = 3 \div 5$ % указаны в табл. 14.1.

В результате эманирования в бесконечной однородной пористой среде плотностью ρ (г/см³), пористостью η (открытые поры) с содержанием радия q_{Ra} (г/г породы) и коэффициентом эманирования $K_{эм}$ устанавливается постоянная концентрация эманации N_{∞} , зависящая от указанных параметров. Различают поровую N и объем-

Т а б л и ц а 14.1. Наиболее вероятные значения $K_{эм}$ урановых руд в порошках

Руды	Месторождения	$K_{эм}$, %	
Первичные	Эндогенные	10—15	
	Экзогенные и метаморфогенные	15—20	
Окисленные	Эндогенные	20—25	
	Экзогенные и метаморфогенные:	в песчаниках	30—40
		в сланцах и известняках	25—35
		в углях, торфяниках	40—60

ную N^* концентрацию эманации. Как следует из простых рассуждений, поровая концентрация эманации и соответствующая ей объемная активность — беккерель на 1 см^3 воздуха, извлеченного из пор породы,—

$$N_{\infty} = 3,7 \cdot 10^{10} K_{\text{эм}} q_{\text{Ra}} \rho / \eta; \quad (14.2)$$

объемная концентрация и соответствующая ей объемная активность эманации — беккерель на 1 см^3 породы —

$$N_{\infty}^* = 3,7 \cdot 10^{10} K_{\text{эм}} q_{\text{Ra}} \rho. \quad (14.3)$$

В процессе эманационной съемки изучается поровая концентрация и поровая объемная активность N . Этот параметр используется и при построении математической модели миграции Rn .

В средах с содержанием урана q_U и тория q_{Th} (%) и с коэффициентом радиоактивного равновесия $K_{p,p}$ поровая концентрация Rn и Tn и соответствующая ей объемная активность (Бк/л) вычисляются по формулам

$$N_{\infty Rn} = 1,2 \cdot 10^5 K_{\text{эм}} K_{Rn} q_U K_{p,p} \rho / \eta; \quad (14.4)$$

$$N_{\infty Tn} = 8,1 \cdot 10^4 K_{\text{эм}} K_{Tn} q_{Th} \rho / \eta. \quad (14.5)$$

Последнее выражение получено исходя из скоростей распада Th и Tn для условий измерения Tn в момент введения его в эманационную камеру.

Сопоставление рассчитанных по формулам (14.4) и (14.5) значений объемной активности с измеренными показывает удовлетворительную сходимость данных лишь для пород с сообщающимися между собой открытыми порами.

14.2. Свойства радиоактивной эманации.

Процессы миграции эманации в горных породах

Радиоактивные эманации относятся к группе тяжелых инертных газов. Химических соединений в природных условиях они не образуют, но хорошо растворяются в жидкостях и поглощаются некоторыми твердыми веществами (уголь, каучук, воск, парафин, резина). Среди горных пород хорошим поглотителем Rn являются глины. В металлах изотопы Rn поглощаются слабо, в стекле — особенно слабо.

В замкнутой газовой-жидкой системе распределение эманации подчиняется закону Генри:

$$N_1/V_1 = \alpha N_2/V_2, \quad (14.6)$$

где α — коэффициент растворимости эманации; V_1 и V_2 — объем соответственно жидкости и газа; N_1 и N_2 — количество эманации соответственно в жидкой и газовой фазах.

Для растворимости R_n в водной среде при температуре t установлена следующая эмпирическая зависимость:

$$\alpha_{R_n, H_2O} = 0,105 + 0,405e^{-0,0502t}. \quad (14.7)$$

При температуре 10; 20; 30 °С коэффициент α_{R_n} соответственно равен 0,35; 0,25; 0,20. Коэффициент растворимости эманации в органических жидкостях (керосин, толуол, ксилол, вазелиновое масло, нефть) составляет около 10.

В растворе хлористого натрия молярной концентрацией q_m

$$\alpha_{R_n, NaCl} = \alpha_{R_n, H_2O} \cdot 10^{-q_m n_{R_n}}, \quad (14.8)$$

где

$$n_{R_n} = 0,250 \cdot 10^{-0,045q_m}. \quad (14.9)$$

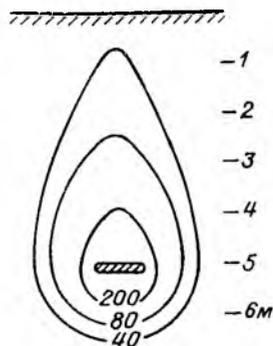


Рис. 14.3. Изолнии объемной активности R_n (Бк/л) над урановой рудой, помещенной в расщелке, пройденной из шурфа.

Как следует из равенств (14.4) и (14.5), в породах с локальным повышенным содержанием U и Th возникает аномальное газовое поле. Свободная эманация, попадая в газожидкую среду, приобретает возможность миграции от источника к земной поверхности. В итоге формируется газожидкий ореол, линии равной объемной активности которого вытянуты к поверхности земли (рис. 14.3); в соответствующих гидродинамических условиях образуется поток рассеяния R_n в жидкой фазе.

Перемещению эманации в вертикальном направлении способствуют в той или иной мере следующие процессы [43, 60, 65, 66]:

- 1) диффузия за счет градиента концентрации радиоактивного газа;
- 2) эффузия за счет градиента давления в земной коре;
- 3) тепложидкостная конвекция, обусловленная подъемной силой, индуцированной геотермальным градиентом;
- 4) фильтрация восходящих водных потоков;
- 5) газоподъемная сила в пористой среде при заполнении пор водой;
- 6) изменение порового давления при сейсмических напряжениях;
- 7) турбулентные эффекты в почвенном воздухе при изменении внешних условий — ветра, барометрического давления, температуры.

Наиболее детально изучена диффузия эманации; другие процессы трудно поддаются разделению и количественной оценке, часть из них стала привлекать внимание лишь в последние годы [60, 71] в связи с проблемой эманационной трековой съемки.

Диффузия эманации в горных породах. Диффузия — перемещение частиц за счет теплового движения в направлении убывания их концентрации. Основными параметрами диффузионного процесса являются коэффициент диффузии D и диффузионная длина l . Физическая сущность коэффициента D вытекает из первого закона Фика:

$$dm = -D (dN/dz) S dt, \quad (14.10)$$

где dm — масса вещества, диффундирующего за время dt через площадку S , перпендикулярную к направлению z ; dN/dz — градиент концентрации в направлении z .

Полагая в формуле (14.10) $S = 1$; $dN/dz = 1$, можно сказать, что коэффициент диффузии D численно равен массе вещества, проникающего через единичную площадку за время 1 с при градиенте концентрации $dN/dz = 1$. Единица измерения коэффициента D — квадратный сантиметр в секунду ($\text{см}^2/\text{с}$).

Так как определяют концентрацию эманации поровую и объемную, то вводят понятия истинного D и кажущегося D^* коэффициентов диффузии [5]. Коэффициент D соответствует единичному градиенту поровой концентрации; коэффициент D^* — единичному градиенту объемной концентрации эманации. В среде с пористостью η

$$D^* = D/\eta. \quad (14.11)$$

Для коэффициентов D газов с молекулярными массами M_1 и M_2 справедливо соотношение

$$D_1/D_2 = k \sqrt{M_2} / \sqrt{M_1}, \quad (14.12)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Диффузионная длина l характеризует такое расстояние z' (см. рис. 14.5, а) от поверхности бесконечного эманацирующего слоя, на котором концентрация эманации с постоянной распада λ затухает в e раз. Как показано далее, в соответствии с равенствами (14.43) и (14.26) при условии $v = 0$

$$l = \sqrt{D/(\lambda\eta)} = \sqrt{D^*/\lambda}. \quad (14.13)$$

Значения D и l зависят от проницаемости и пористости горной породы, от структуры пор, степени заполнения их водой и воздухом, от температуры, поэтому параметры D и l (табл. 14.2) определяют и указывают в справочной литературе для конкретных условий.

В расчетах эманационных полей рекомендуем принимать кажущийся коэффициент D_{Rn}^* для рыхлых песчано-глинистых осадков и коры выветривания при естественном увлажнении равным около $5 \cdot 10^{-3}$, для глин 10^{-4} , плотных коренных пород 10^{-4} — 10^{-5} $\text{см}^2/\text{с}$. В соответствии с выражением (14.12) практи-

Таблица 14.2. Диффузионные параметры R_p в горных породах

Среда	D^* , см ² /с	l , см	η , %	Условия определения
Воздух	0,1	218	—	Лабораторные
Кварцевый песок сухой	$4,5 \cdot 10^{-2}$	148	43	»
Элювиально-делювиальные отложения, слабо увлажненные	$5,5 \cdot 10^{-3}$	51	23	Полевые, в естественном залегании
Кора выветривания гранодиоритов	$5 \cdot 10^{-3}$	49	—	Лабораторные
Трахиллипарит трещиноватый	$3,5 \cdot 10^{-3}$	41	12	Подземная горная выработка
Песчаник в зоне дробления	$7 \cdot 10^{-4}$	18,3	4,8	То же
Гнейс, гранитогнейс трещиноватые	$2 \cdot 10^{-4}$	9,8	1,5	»
Брекчия диабаз	$2,3 \cdot 10^{-4}$	10,5	—	Полевые
Гранодиорит	$1 \cdot 10^{-4}$	6,9	—	Лабораторные
Мусковито-хлоритовый сланец	$1,4 \cdot 10^{-5}$	2,6	—	»
Кварцит	$0,8 \cdot 10^{-6}$	0,62	—	»
Вода	10^{-5}	2,2	—	»

чески такие же значения остаются в расчетах концентрации T_p и A_p .

Эффузия и конвекция эманации. Эффузия представляет собой медленное истечение газов через малые отверстия, какими являются сообщающиеся между собой поры и капилляры в горных породах, в направлении убывания давления. В земной коре давление p уменьшается по направлению к земной поверхности, что обеспечивает направленное перемещение изотопов R_p совместно с O_2 , N_2 , CO_2 , H_2 , Ar , He и другими газами, имеющимися в породах в значительных количествах.

Конвекция возникает при неравномерном нагреве газов, жидкостей, сыпучих веществ, находящихся в поле силы тяжести. Вещество, нагретое сильнее, имеет меньшую плотность и под действием архимедовой силы перемещается относительно менее нагретого вещества противоположно направлению силы тяжести. Можно предвидеть, что R_p вместе с другими газами в жидкой и газовой фазах мо-

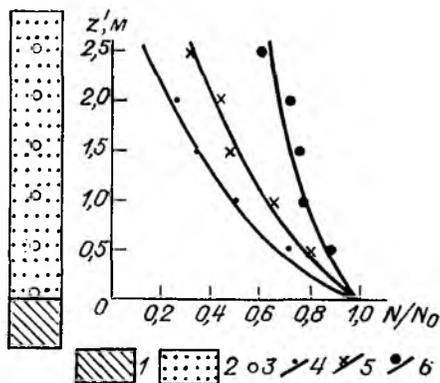


Рис. 14.4. Рудная модель и результаты эманационных наблюдений.

1 — урановая руда; 2 — песок; 3 — трековые детекторы; 4—6 — кривые относительного изменения объемной активности без подогрева модели (4), со слабым (5) и периодическим сильным (6) подогревом.

жет перемещаться от эманлирующего источника к земной поверхности по локальным зонам высокого геотермального градиента. В узких тектонических зонах перенос усиливается наличием эффекта «дымовой трубы».

Скорость конвекции газов в недрах Земли изучена слабо. По экспериментальным данным [47] в ненарушенных элювиально-делювиальных образованиях скорость конвекции R_p может достигать 60 см/сут. В лабораторных условиях влияние подогрева источника эманлирования иллюстрирует рис. 14.4. Расчеты, выполненные Лян Синчжуном [33] на основе гидродинамической модели конвекции R_p в газовой и жидкой фазах, показывают, что при температурном градиенте $0,06 \text{ }^\circ\text{C}/\text{м}$, радиусе пор $5 \cdot 10^{-3}$ см и глубине источника 20—40 м скорость конвекции составляет 20—35 см/сут.

14.3. Математическая модель распределения эманации в пористых средах

Целью математических построений является получение представлений о закономерностях распределения эманации в средах с различными физико-геологическими параметрами. Все указанные выше процессы миграции R_p условно разделены на две группы: диффузионные, характеризующиеся коэффициентом диффузии D , и конвективные, характеризующиеся вектором скорости v , направленным к поверхности земли.

Изменение количества и соответствующей ему активности эманации за единицу времени в элементарном слое dz или dr площадью S (рис. 14.5, *a*, *б*) определяется следующими факторами:

- 1) разностью потоков Q_1 и Q_2 эманации, образованных источниками вне элементарного слоя;
- 2) скоростью образования эманации в элементарном слое внутренними источниками;
- 3) скоростью распада эманации внутри слоя.

Ниже даны уравнения баланса активности эманации в элементарном слое dz для источников разной геометрической формы. Используются решения А. Г. Граммакова и Ю. П. Булашевца.

Бесконечные по простиранию горизонтальные слои. Объемная активность эманации N в среде пористостью η изменяется лишь в направлении оси z (рис. 14.5, *a*). Уравнение баланса изменения активности эманации в слое dz в единицу времени имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (N\eta S dz) = Q_1 - Q_2 + a_0 S dz - \lambda N \eta S dz, \quad (14.14)$$

где a_0 — интенсивность эманлирования, Бк/(см³·с); $Q_2 = Q_1 - dQ$ (знак минус поставлен потому, что координата z убывает при переходе от нижней к верхней границе слоя dz).

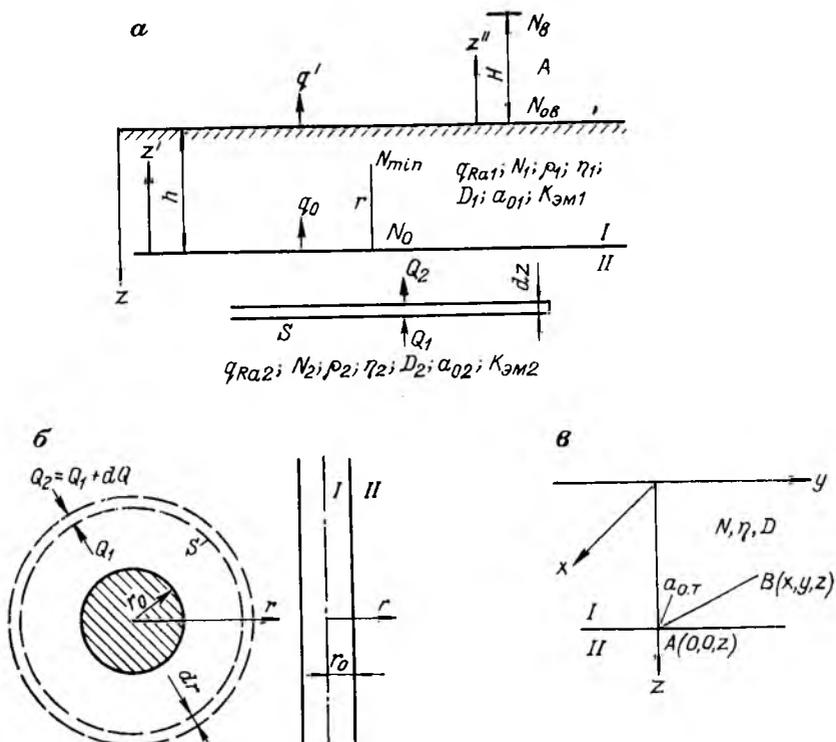


Рис. 14.5. К формулам (14.14) — (14.60).

Как следует из выражений (14.2), (14.3) и (1.15),

$$a_0 = N_{\infty}^* \lambda = K_{\text{эм}} q_{\text{R}a} \rho \lambda_{\text{R}n} \cdot 3,7 \cdot 10^{10}. \quad (14.15)$$

Поток эманации через поверхность S слоя dz

$$Q = DSdN/dz + vN\eta S. \quad (14.16)$$

Здесь знак плюс перед первым членом, учитывающим диффузию эманации, свидетельствует о возрастании N с увеличением z .

Из формулы (14.16) имеем

$$dQ = D \frac{d^2 N}{dz^2} S dz + v\eta \frac{dN}{dz} S dz. \quad (14.17)$$

Преобразуя выражение (14.14), получаем основное дифференциальное уравнение распределения поровой эманации в слоистой среде:

$$\frac{\partial^2 N(z, t)}{\partial z^2} + \frac{v\eta}{D} \cdot \frac{\partial N(z, t)}{\partial z} - \frac{\lambda\eta}{D} N(z, t) - \frac{\eta}{D} \cdot \frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = - \frac{a_0}{D}. \quad (14.18)$$

Бесконечный горизонтальный цилиндр. В связи со сложностью математического решения здесь и далее рассматривается диффузионная модель газовой миграции.

Изменение количества эманации в единицу времени в элементарном цилиндрическом слое dr (рис. 14.5, б) окружностью $2\pi r$ и длиной $l = 1$ (в плоскости, перпендикулярной к рисунку)

$$\frac{\partial}{\partial t} (N\eta \cdot 2\pi r dr) = Q_1 - Q_2 + a_0 \cdot 2\pi r dr - \lambda N\eta \cdot 2\pi r dr, \quad (14.19)$$

где $Q_2 = Q_1 + dQ$ (знак плюс перед dQ поставлен потому, что значение r возрастает при переходе от внутренней к внешней границе слоя dr).

Поток эманации через кольцевой слой единичной длины

$$Q = -D \frac{dN}{dr} \cdot 2\pi r; \quad (14.20)$$

$$dQ = -D \frac{d^2 N}{dr^2} \cdot 2\pi r dr - D \frac{dN}{dr} \cdot 2\pi dr.$$

Знак минус в этих равенствах свидетельствует об убывании концентрации эманации с увеличением r .

На основе уравнений (14.19 и 14.20) получаем

$$\frac{\partial^2 N(r, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial N(r, t)}{\partial r} - \frac{\lambda\eta}{D} N(r, t) - \frac{\eta}{D} \cdot \frac{\partial N(r, t)}{\partial t} = -\frac{a_0}{D}. \quad (14.21)$$

Это уравнение нестационарной диффузии остается таким же при изучении распределения эманации и в цилиндрической скважине, пройденной в эманлирующей среде, и в околоскважинном пространстве (см. рис. 14.5, б).

Эманлирующая сфера. Изменение количества эманации в элементарном сферическом слое dr (см. рис. 14.5, б) с поверхностью сферы $S = 4\pi r^2$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N\eta \cdot 4\pi r^2 dr) = Q_1 - Q_2 + a_0 4\pi r^2 dr - \lambda N\eta \cdot 4\pi r^2 dr. \quad (14.22)$$

Поток эманации через поверхность сферы

$$Q = -D \frac{dN}{dr} \cdot 4\pi r^2;$$

$$dQ = -D \frac{d^2 N}{dr^2} \cdot 4\pi r^2 dr - D \frac{dN}{dr} \cdot 8\pi r dr.$$

В итоге получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial^2 N(r, t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial N(r, t)}{\partial r} - \frac{\lambda\eta}{D} N(r, t) - \frac{\eta}{D} \cdot \frac{\partial N(r, t)}{\partial t} = -\frac{a_0}{D}. \quad (14.23)$$

Выражение (14.23) справедливо и для распределения эманации в выработке сферической формы, пройденной в эманлирующей среде, а также в пространстве, окружающем выработку.

Точечный источник эманации. Концентрация эманации изменяется в направлениях x , y , z (рис. 14.5, в). Исходное дифференциальное уравнение диффузии в стационарных условиях ($dN/dt = 0$)

$$\Delta N - (\lambda\eta/D) N = -a_{от}/D, \quad (14.24)$$

где $\Delta = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$ — оператор Лапласа; $a_{от}$ — количество эманации, поступающее в окружающую среду от точечного источника в единицу времени.

Дифференциальные уравнения (14.18), (14.21), (14.23) и (14.24) решают для стационарных ($dN/dt = 0$) и нестационарных условий. В первом случае решение сводится к нахождению корней квадратных уравнений [43], во втором используются методы операционного исчисления. Решение включает нахождение общего решения дифференциального уравнения, а затем отыскание постоянных интегрирования C_i [см. равенства (14.25) и др.] с учетом конкретных граничных условий, отвечающих поставленной физико-геологической задаче.

Ниже приведем общие решения уравнений (14.18), (14.21) и (14.23) для некоторых наиболее распространенных случаев.

1. Стационарный диффузионно-конвективный перенос эманации в горизонтальном эманлирующем слое; ось z направлена вниз (см. рис. 14.5, а):

$$N = C_1 e^{(n-m)z} + C_2 e^{-(n+m)z} + a_0/(\lambda\eta), \quad (14.25)$$

где

$$m = v\eta/(2D); \quad n = \sqrt{[v\eta/(2D)]^2 + \lambda\eta/D}. \quad (14.26)$$

2. То же, но ось z' направлена от эманлирующего слоя II вверх:

$$N = C_1 e^{(n+m)z'} + C_2 e^{-(n-m)z'} + a_0/(\lambda\eta). \quad (14.27)$$

3. Стационарный турбулентный процесс в воздухе над эманлирующим слоем пород, выходящим на земную поверхность (см. рис. 14.5, а):

$$N_b = C_1 e^{\sqrt{\lambda A} z'} + C_2 e^{-\sqrt{\lambda A} z'}, \quad (14.28)$$

где A — коэффициент турбулентного перемешивания воздуха.

4. Стационарный диффузионный процесс внутри или вне эманлирующего источника цилиндрической формы (см. рис. 14.5, б):

$$N = C_1 I_0(br) + C_2 K_0(br) + a_0/(\lambda\eta), \quad (14.29)$$

где

$$b = \sqrt{\lambda\eta/D} = \sqrt{\lambda/D^*}; \quad (14.30)$$

I_0 и K_0 — функции Бесселя соответственно первого и второго рода от мнимого аргумента; D^* — кажущийся коэффициент диффузии [см. формулу (14.11)].

5. Стационарный диффузионный процесс внутри или вне эманлирующего источника сферической формы (см. рис. 14.5, б):

$$N = C_1 \operatorname{sh}(br)/(br) + C_2 \operatorname{ch}(br)/(br) + a_0/(\lambda\eta), \quad (14.31)$$

где $\operatorname{sh}(x)$, $\operatorname{ch}(x)$ — гиперболические синус и косинус от аргумента $x = br$.

В неоднородных средах (см. рис. 14.5) при отыскании коэффициентов интегрирования C_i используют следующие граничные условия:

1) равенство поровых концентраций на границе двух сред с координатами z_{rp} или r_{rp} :

$$N_i = N_{i+1} |_{z_{rp}}; \quad (14.32)$$

2) равенство потоков эманации в той же обстановке:

$$D_i dN_i/dz + v_i \eta_i N_i = D_{i+1} dN_{i+1}/dz + v_{i+1} \eta_{i+1} N_{i+1} |_{z_{rp}}. \quad (14.33)$$

14.4. Некоторые частные случаи распределения эманации в породах и рудах

Горизонтальные слои. С л у ч а й 1. Слой II бесконечной мощности (см. рис. 14.5, а) с содержанием радия q_{Ra2} (г/г), плотностью ρ_2 и с коэффициентом эманирования $K_{эм2}$ перекрыт слоем I нерадиоактивных осадков мощностью h .

Вначале для простоты рассмотрим стационарную диффузионную модель. Ей соответствуют дифференциальное уравнение (14.18) при условии $dN/dt = 0$ и общее решение (14.25) при условиях $v = 0$; $a_{01} = 0$; $a_{02} > 0$.

Тогда система решений для слоев I и II принимает вид

$$\begin{aligned} N_1 &= C_1 e^{b_1 z} + C_2 e^{-b_1 z}; \\ N_2 &= C_3 e^{b_2 z} + C_4 e^{-b_2 z} + a_{02}/(\lambda\eta_2), \end{aligned} \quad (14.34)$$

где $b_1 = \sqrt{\lambda\eta_1/D_1}$; $b_2 = \sqrt{\lambda\eta_2/D_2}$.

Постоянные C_1, \dots, C_4 находим для следующих граничных условий:

$$\begin{aligned} 1) \quad z = 0, \quad N_1 = 0; \quad 2) \quad z = h, \quad N_1 = N_2; \\ 3) \quad z = h, \quad D_1 dN_1/dz = D_2 dN_2/dz; \\ 4) \quad x \rightarrow \infty, \quad N_{2\infty} = \frac{a_{02}}{\lambda\eta_2} = \frac{q_{Ra2}\rho_2 K_{эм2}}{\eta_2} \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \text{ (Бк/см}^3\text{)}. \end{aligned} \quad (14.35)$$

Первое условие свидетельствует о свободном выходе эманации в атмосферу, где концентрация R_p ниже, чем в подпочвенном воздухе, примерно в 1000 раз; второе и третье условия вытекают из равенств (14.32) и (14.33), четвертое — из формулы (14.15).

Используя последовательно первое, четвертое, второе и третье условия и обозначая $D_1 b_1 / (D_2 b_2) = d$, получаем

$$N_1 = \frac{a_{02}}{\lambda \eta_2} \cdot \frac{1}{1 + d \operatorname{cth}(b_1 h)} \cdot \frac{\operatorname{sh}(b_1 z)}{\operatorname{sh}(b_1 h)} = N_0 \frac{\operatorname{sh}(b_1 z)}{\operatorname{sh}(b_1 h)}; \quad (14.36)$$

$$N_2 = \frac{a_{02}}{\lambda \eta_2} \left[1 - \frac{e^{-b_1(z-h)}}{1 + \operatorname{th}(b_1 h)/d} \right], \quad (14.37)$$

где

$$N_0 = \frac{a_{02}}{\lambda \eta_2} \cdot \frac{1}{1 + d \operatorname{cth}(b_1 h)}, \quad (14.38)$$

$a_{02}/(\lambda \eta_2) = N_{2\infty}$ — объемная активность поровой эманации в слое II, вычисляется по формуле (14.2) или (14.4).

Применяя граничные условия (14.35) в случае диффузионно-конвективной модели переноса эманации и используя общее решение дифференциального уравнения (14.25), получаем следующие рабочие формулы для расчета объемной активности эманации в слоях I и II (см. рис. 14.5, а):

$$N_{1 \frac{z < h}{z < h}} = \frac{a_{02}}{\lambda \eta_2} \cdot \frac{e^{m_1(h-z)}}{1 + \frac{D_1 n_1}{D_2(n_2 + m_2)} \left[\operatorname{cth}(n_1 h) - \frac{m_1}{n_1} \right]} \times \frac{\operatorname{sh}(n_1 z)}{\operatorname{sh}(n_1 h)}; \quad (14.39)$$

$$N_{2 \frac{z > h}{z > h}} = \frac{a_{02}}{\lambda \eta_2} \left[1 - \frac{e^{-(n_2 + m_2)(z-h)}}{1 + \frac{D_2(n_2 + m_2)}{D_1 n_1 [\operatorname{cth}(n_1 h) - m_1/n_1]} \right], \quad (14.40)$$

где n и m определены формулами (14.26).

Если координата $z' = h - z$ отсчитывается вверх от границы эманующего слоя II, то выражение (14.39) имеет вид

$$N(z') = N_0 e^{m_1 z'} \frac{\operatorname{sh}[n_1(h - z')]}{\operatorname{sh}(n_1 h)}, \quad (14.41)$$

где

$$N_0 = N_{2\infty} \frac{1}{1 + \frac{D_1 n_1}{D_2(n_2 + m_2)} \left[\operatorname{cth}(n_1 h) - \frac{m_1}{n_1} \right]}. \quad (14.42)$$

Из формулы (14.41) при $h \rightarrow \infty$ получаем

$$N_1(z') = N_0 e^{-(n-m)z'}. \quad (14.43)$$

Последнее равенство обычно используют для оценки глубинности $r_{гд}$ эманационного метода. Расстояние $z' = r$, на котором кон-

Таблица 14.3. Расчетные данные о диффузионной и конвективной глубинности эманационных методов

D^* , см ² /с	v , см/сут	Значения $r=z'$ (м), при которых $N_{Rn}/N_0 Rn$ равны:			D^* , см ² /с	v , см/сут	Значения $r=z'$ (м), при которых $N_{Rn}/N_0 Rn$ равны:		
		0,1	0,01	0,001			0,1	0,01	0,001
$5 \cdot 10^{-2}$	0	3,55	7,10	10,65	$5 \cdot 10^{-4}$	30	3,92	7,83	11,75
	10	4,24	8,48	12,73		50	6,37	12,74	19,11
	30	5,93	11,86	17,79		100	12,71	25,41	38,13
	50	7,94	15,87	23,82	$5 \cdot 10^{-5}$	0	0,11	0,22	0,33
	100	13,60	27,20	40,80		10	1,28	2,56	3,83
$5 \cdot 10^{-3}$	0	1,12	2,24	3,36	30	3,81	7,67	11,50	
	10	1,67	3,35	5,02	50	6,38	12,76	19,14	
	30	4,11	8,22	12,33	100	12,69	25,40	38,10	
	50	6,55	13,09	19,64	0,00	10	1,27	2,54	3,81
	100	12,77	25,54	38,24		30	3,81	7,62	11,43
$5 \cdot 10^{-4}$	0	0,35	0,70	1,05	50	6,35	12,70	19,05	
	10	1,36	2,72	4,08	100	12,69	25,38	38,08	
					200	25,32	50,70	75,87	

центрация эманации убывает от значения N_0 до N_{min} , вычисляется по формуле

$$r = 2,3 \lg \frac{N_0}{N_{min}} \cdot \frac{1}{\sqrt{[v/(2D^*)]^2 + \lambda/D^*} - v/(2D^*)}, \quad (14.44)$$

где v — скорость конвективного переноса; D^* — кажущийся коэффициент диффузии (см. табл. 14.2).

Для Rn расстояния r , на которых концентрация убывает в 10, 10^2 , 10^3 раз, приведены в табл. 14.3. Обсуждение этих результатов дано в разделе 14.6. Для Tn и Ap значения r составляют соответственно 2—4 см и 0,5—1,0 см в широком диапазоне параметров v и D .

Представляет интерес расчет плотности потока эманации в атмосфере (q') и из эманирующего слоя II (см. рис. 14.5, а) в вышележащие отложения (q_0). В соответствии с выражениями (14.16), (14.36), (14.37) для диффузионной модели ($v = 0$) получаем

$$\begin{aligned} q' &= D_1 \frac{dN_1}{dz} \Big|_{z=0} = N_0 \frac{\sqrt{\lambda \eta_1 D_1}}{\text{sh}(b_1 h)} = \\ &= N_0 \frac{\eta_1 \sqrt{\lambda D_1^*}}{\text{sh}(b_1 h)}; \end{aligned} \quad (14.45)$$

$$\begin{aligned} q_0 &= D_2 \frac{dN_2}{dz} \Big|_{z=h} = N_0 \frac{\sqrt{\lambda \eta_2 D_2}}{\text{th}(b_1 h)} \cdot \frac{D_1 b_1}{D_2 b_2} = \\ &= N_0 \frac{\eta_1 \sqrt{\lambda D_1^*}}{\text{th}(b_1 h)}. \end{aligned} \quad (14.46)$$

Аналогично могут быть написаны подобные формулы для диффузионно-конвективной модели на основе равенств (14.16), (14.39), (14.40), (14.26).

Если покровные отложения отсутствуют ($h = 0$), а однородный эмирующий слой выходит на земную поверхность, то из равенства (14.40) получаем

$$N(z) = N_{\infty} [1 - e^{-(n+m)z}]. \quad (14.47)$$

В этом случае плотность потока эманации в атмосферу [Бк/(см²·с)] за счет диффузии

$$q' = N_{\infty} \sqrt{\lambda \eta D} = N_{\infty} \eta \sqrt{\lambda D^*}. \quad (14.48)$$

С л у ч а й 2. Эмирующий слой пород с коэффициентом $D_{\text{п}}^*$, пористостью η и концентрацией $N_{\infty \text{п}}$ выходит на земную поверхность. Требуется найти стационарное распределение эманации в атмосферном воздухе $N_{\text{в}}$ на высоте H (см. рис. 14.5, а).

Уравнение (14.28) решается при граничных условиях:

$$1) \quad z'' = H = 0, \quad N = N_{0 \text{ в}}; \quad 2) \quad z'' \rightarrow \infty, \quad N = 0.$$

Получается следующая зависимость:

$$N_{\text{в}}(H) = N_{0 \text{ в}} e^{-\sqrt{\lambda/A} H}, \quad (14.49)$$

где $N_{0 \text{ в}}$ — объемная активность эманации в воздухе у поверхности земли, рассчитывается по формуле

$$N_{0 \text{ в}} = N_{\infty \text{п}} \eta \sqrt{D_{\text{п}}^*/A}; \quad (14.50)$$

A — коэффициент турбулентного переноса в воздухе, равен 10^3 см²/с у земной поверхности и 10^4 — 10^5 см²/с на высоте 30—50 м.

С л у ч а й 3. Имеется свежевскрытый эмирующий слой с однородной концентрацией свободной эманации в момент вскрытия. Требуется установить диффузионное распределение $N(z, t)$ изотопов Рп во времени и пространстве.

Этот случай описывается дифференциальным уравнением нестационарной диффузии, вытекающим из равенства (14.18) при условии $v = 0$. Решение выполняется при следующих условиях:

$$\begin{aligned} 1) \quad z = 0, \quad N = 0; \quad 2) \quad z \rightarrow \infty, \quad N = N_{\infty}; \\ 3) \quad t = 0, \quad N = N_{\infty} \quad \text{при} \quad z > 0. \end{aligned}$$

Для решения уравнения типа (14.18) используют методы операционного исчисления (интегральное преобразование Лапласа). Каждый член в уравнении умножают на e^{-pt} , где p — комплексная

переменная, и выполняют интегрирование от 0 до ∞ . Новое уравнение с учетом равенства (14.15) при $v = 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 N(z, t)}{\partial z^2} e^{-\rho t} dt - \frac{\lambda \eta}{D} \int_0^{\infty} N(z, t) e^{-\rho t} dt - \\ - \frac{\eta}{D} \int_0^{\infty} \frac{\partial N(z, t)}{\partial t} e^{-\rho t} dt = \\ = - \frac{N_{\infty} \lambda \eta}{D} \int_0^{\infty} e^{-\rho t} dt. \end{aligned} \quad (14.51)$$

Далее вводят функцию

$$F(z, \rho) = \int_0^{\infty} N(z, t) e^{-\rho t} dt, \quad (14.52)$$

являющуюся трансформацией Лапласа, или изображением функции $N(z, t)$. После несложных преобразований функция (14.52) позволяет привести уравнение (14.51) для оригинала $N(z, t)$ с двумя переменными z и t к уравнению для изображения $F(z, \rho)$ с одной переменной z :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 F(z, \rho)}{dz^2} - \frac{(\lambda + \rho) \eta}{D} F(z, \rho) = \\ = - \frac{\lambda \eta}{D \rho} N_{\infty} - \frac{\eta}{D} N_{\infty}. \end{aligned} \quad (14.53)$$

Указанные ранее граничные условия для оригинала $N(z, t)$ в соответствии с равенством (14.52) принимают вид

$$1) \quad z = 0, \quad F = 0; \quad 2) \quad z \rightarrow \infty, \quad F = N_{\infty}/\rho.$$

Выполняя необходимые преобразования, получаем следующее решение уравнения (14.53):

$$F(z, \rho) = \frac{N_{\infty}}{\rho} - \frac{N_{\infty}}{\rho} e^{-z \sqrt{(\lambda + \rho)/D^*}}, \quad (14.54)$$

где D^* — кажущийся коэффициент диффузии (см. табл. 14.2).

Для перехода от изображения $F(z, \rho)$ к оригиналу $N(z, t)$ используют таблицы формул операционного исчисления, имеющиеся в специальных справочниках [19]. По этим таблицам изображению $F(z, \rho)$ в формуле (14.54) соответствует оригинал

$$\begin{aligned} N(z, t) = N_{\infty} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[e^{-z \sqrt{\lambda/D^*}} \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2 \sqrt{D^* t}} - \sqrt{\lambda t} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + e^{z \sqrt{\lambda/D^*}} \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2 \sqrt{D^* t}} + \sqrt{\lambda t} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14.55)$$

Здесь $\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y)$; $\operatorname{erf}(y) = 2\pi^{-1/2} \int_0^y e^{-z^2} dz$ — интеграл вероятностей, табулирован.

Тела и выработки цилиндрической формы. С л у ч а й 4. Горизонтальный бесконечный цилиндр радиусом r_0 (см. рис. 14.5, б) находится в однородной нерадиоактивной среде. Эманация распределяется под влиянием диффузии; процесс стационарный.

Таким условиям удовлетворяет уравнение (14.29) при условии $a_0 = 0$. Постоянные C_1 и C_2 в этом выражении находят для следующих граничных условий:

$$1) r \rightarrow \infty, N = 0; \quad 2) r = r_0, N = N_0.$$

Так как в равенстве (14.29) $I_0(br)$ — возрастающая функция, то первое условие выполняется при $C_1 = 0$. По второму условию

$$C_2 = N_0/K_0(br_0).$$

В итоге рабочая формула для расчета объемной активности эманации при указанных граничных условиях имеет вид

$$N(r) = N_0 K_0(br) / K_0(br_0). \quad (14.56)$$

$$r \geq r_0$$

С л у ч а й 5. Выработка цилиндрической формы радиусом r_0 пройдена в эманующих породах. Эманация в ней распространяется под влиянием диффузии; процесс стационарный. Источников эманирования внутри выработки нет ($a_0 = 0$).

Исходное уравнение (14.29) решается при граничных условиях:

$$1) r = r_0, N = N_0; \quad 2) r = 0, N — \text{конечная величина.}$$

Так как в равенстве (14.29) $K_0(br)$ — убывающая функция, то второе условие выполняется при $C_2 = 0$. По первому условию

$$C_1 = N_0 / I_0(br_0).$$

Тогда объемная активность эманации в воздухе выработки

$$N(r) = N_0 I_0(br) / I_0(br_0). \quad (14.57)$$

$$r \leq r_0$$

С л у ч а й 6. Скважина радиусом r_0 вскрывает эманующую среду (см. рис. 14.5, б); эманация удаляется из скважины в процессе бурения. Требуется установить закономерности распределения Rn в околоскважинном пространстве в условиях нестационарной диффузии.

Исходное уравнение (14.21) решается при граничных условиях:

$$1) r = r_0, N = 0; \quad 2) r \rightarrow \infty, N = N_\infty —$$

— конечная величина [см. формулу (14.2)];

$$3) t = 0, N = N_\infty \text{ при любых значениях } r > r_0.$$

Используя методы операционного исчисления, как это сделано в случае 3, и заменяя функцию Бесселя асимптотической формулой $K_0(x) = \sqrt{\pi/(2x)} e^{-x}$, получаем следующее выражение для расчета объемной активности Rn в околоскважинном пространстве спустя время t с момента вскрытия эманлирующего пространства:

$$\begin{aligned}
 N(r, t) = N_\infty & \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_0}{r}} [e^{-(r-r_0)b} \times \right. \\
 r > r_0 & \\
 & \times \operatorname{erfc} \left(\frac{r-r_0}{2\sqrt{D^*t}} - \sqrt{\lambda t} \right) + e^{(r-r_0)b} \times \\
 & \left. \times \operatorname{erfc} \left(\frac{r-r_0}{2\sqrt{D^*t}} + \sqrt{\lambda t} \right) \right\}. \quad (14.58)
 \end{aligned}$$

В условиях стационарной диффузии ($t \rightarrow \infty$)

$$N(r) = N_\infty [1 - K_0(br)/K_0(br_0)], \quad (14.59)$$

где b — параметр, вычисляемый по формуле (14.30).

С л у ч а й 7. Из сухой цилиндрической выработки, вскрывающей эманлирующее тело, удалена эманация, после чего она поступает туда в результате диффузии из окружающей среды. Найти распределение Rn $N(r, t)$ внутри выработки при $r \leq r_0$ (см. рис. 14.5, б).

Уравнение (14.21) с правой частью, равной нулю ($a_0 = 0$ — внутри скважины), решается при граничных условиях:

- 1) $r = r_0, N = N_0$; 2) $r = 0, N$ — конечная величина;
- 3) $t = 0, N = 0$ (во всех точках выработки).

Формула для расчета концентрации эманации в сухой цилиндрической выработке имеет вид:

$$\begin{aligned}
 N(r, t) = N_0 \frac{I_0(br)}{I_0(br_0)} - 2N_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{(b^2 r_0^2 + C_n^2) J_1(C_n)} \times \\
 \times e^{-[(C_n/r_0)^2 + b^2] D^*t} J_0 \left(C_n \frac{r}{r_0} \right), \quad (14.60)
 \end{aligned}$$

где $b = \sqrt{\lambda/D}$; D — коэффициент диффузии Rn в воздухе; J_0, J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядка от вещественного аргумента; C_1, C_2, \dots, C_n — корни функции Бесселя J_0 .

14.5. Интенсивность γ -излучения эманлирующих объектов

Продукты распада эманации являются главными γ -излучателями в рядах U и Th. Поэтому потеря части свободной эманации приводит к уменьшению интенсивности γ -излучения эманлирующего объекта. Учет этого эффекта рассмотрим на примере выходящего на земную поверхность бесконечного эманлирующего слоя с содержанием радия q_{Ra} (г/г), находящегося в режиме стационарной диффузии.

Интенсивность γ -излучения элементарного эманлирующего источника объемом dV в точке P (рис. 14.6) в соответствии с формулой (7.11)

$$dI = Kq(z)\rho e^{-\mu r} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi, \quad (14.61)$$

где $\rho q(z)$ — объемная концентрация Ra (г Ra/cm³), равновесная суммарному содержанию Rn: свободного $N^*(z)$ и связанного $\rho q_{Ra}(1 - K_{эм})$.

С учетом равенств (14.2), (14.4) и (14.47)

$$\rho q(z) = \eta N(z) + \rho q_{Ra}(1 - K_{эм}) = q_{Ra}\rho(1 - K_{эм}e^{-bz}). \quad (14.62)$$

Подставив полученное выражение в равенство (14.61) и проведя интегрирование по объему слоя с учетом равенства $z = r \cos \psi$, получаем

$$I = Kq_{Ra}\rho \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} (1 - K_{эм}e^{-\sqrt{\lambda/D^*} r \cos \psi}) e^{-\mu r} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi =$$

$$= I_{\infty} \{1 - K_{эм}\mu \sqrt{D^*/\lambda} \ln [(1/\mu) \sqrt{\lambda/D^*} + 1]\}, \quad (14.63)$$

где $I_{\infty} = 2\pi Kq_{Ra}\rho/\mu$ — интенсивность излучения неземанлирующего полупространства [см. формулу (7.25)].

Формула (14.63) позволяет рассчитать поправку на эманирование при количественной интерпретации результатов γ -съемок и γ -опробования (см. раздел 19.1).

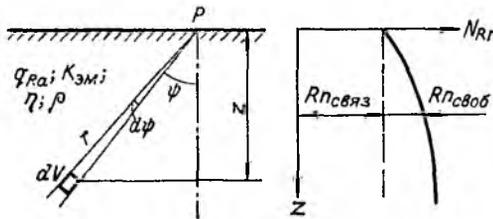


Рис. 14.6. К выводу формулы (14.63).

14.6. Некоторые закономерности распределения радона по расчетным данным

В соответствии с формулами (14.4) и (14.5) фоновые содержания эманации N_{∞} составляют в единицах объемной активности (Бк/л): в элювиально-делювиальных отложениях на глубине 2—3 м Rn 10—100, Tn 20—150; в ореолах рассеяния урана — Rn от 150 до 3700; в урановых рудах — Rn от 700—1000 до 30 000 и более. На глубине 0,6—0,8 м за счет влияния границы раздела земля — воздух [см. выражение (14.47)] эти значения снижаются в 1,5—2,0 раза.

Как показывают расчеты по формулам (14.36) — (14.43), распределение Rn от источника к поверхности земли и глубинность эманационного метода зависят от параметров переноса газа D^* и v . В песчано-глинистых средах с коэффициентом $D^* \geq 5 \cdot 10^{-3}$ см²/с и скоростью конвекции газа $v \leq 10$ см/сут преобладающим процессом миграции Rn является диффузия. Физическая глубинность эманационного метода $r_{г.л}$ за счет диффузии составляет первые единицы метров (см. табл. 14.3). По мере увеличения v дальность переноса Rn возрастает и при скорости $v = 1 \div 2$ м/сут по расчетам может достигать первых десятков метров.

Однако расчетная модель [33] и наши эксперименты показывают, что в песчано-глинистых средах при слабом подогреве руды максимальные значения v достигают только 40—50 см/сут. Следовательно, даже в благоприятных условиях глубинность эманационного метода не превышает 10—12 м. Наблюдаемые же иногда аномальные эманационные поля трековой съемки над рудными телами, находящимися на глубинах 100 м и более, без сомнения, связаны с выходящими под наносы слабыми первичными ореолами рассеяния U в надрудном пространстве.

Из расчетов также следует, что относительные амплитуды аномалий над объектами, залегающими на глубине $h \approx 10$ м (см. рис. 14.5, а), попадают в область значений $N_{Rn}/N_{0Rn} = 0,01 \div 0,001$, что реально соответствует объемной активности эманации у поверхности земли не более 10—20 Бк/л. Этот факт также надо помнить при оценке глубинности трековой эманационной съемки и при интерпретации ее результатов. Как следует из равенства (14.44), по Tn и Ap глубинность исследований определяется глубиной отбора проб воздуха.

Над объектами разной формы [см. выражения (14.41), (14.56), (14.59)] градиент затухания аномалии в основном зависит от эффективного коэффициента диффузии D^* и мало изменяется в зависимости от формы рудного тела, если мощность перекрывающего слоя не превышает диаметра рудного тела (рис. 14.7). Это означает, что для ориентировочной оценки ожидаемых аномалий над телами произвольной формы можно использовать формулы (14.36) — (14.43) для слоистых сред как наиболее удобные для вычислений.

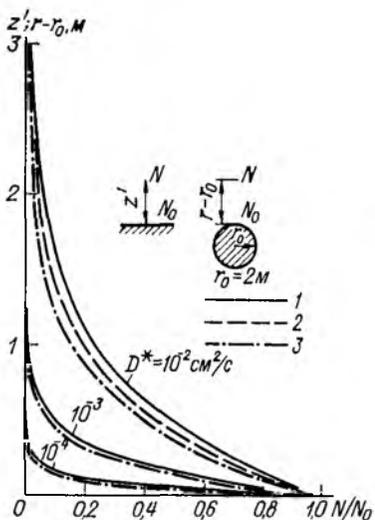


Рис. 14.7. Диффузионные распределения Rn над телами различной формы. 1 — бесконечный слой; 2 — горизонтальный цилиндр; 3 — сфера.

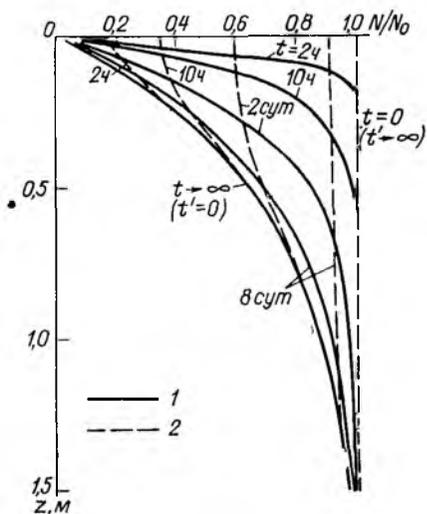


Рис. 14.8. Кривые становления диффузионного процесса для Rn в бесконечном слое ($D^* = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$). 1 — дезаманирование свежеоткрытого слоя спустя время t ; 2 — накопление эманации после герметизации слоя за время t' .

В атмосферном воздухе у поверхности земли концентрация Rn $N_{ов}$ [см. равенство (14.50)] составляет первые единицы беккерель на литр при значениях N_{∞} в эманующем слое 4000 Бк/л. С высотой концентрация Rn в безветренное время убывает медленно [см. формулу (14.49)].

Распределение Rn в нестационарных условиях [см. равенство (14.55)] иллюстрирует рис. 14.8. Диффузионное равновесие в свежевскрытых элювиально-делювиальных отложениях с коэффициентом $D^* = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ практически наступает за 4—5 сут. С уменьшением D^* процесс установления равновесия замедляется; с увеличением D^* , наоборот, ускоряется.

Расчеты по формуле (14.60) свидетельствуют о том, что в заполненных воздухом цилиндрических выработках радиусом 1 м диффузионное равновесие наступает через 15—20 ч, в скважинах диаметром 100 мм — через 20 мин, в шпурах диаметром 50 мм — через 8—10 мин. Это говорит о том, что при отборе проб воздуха без перекрытия шпуров (глубинная эманационная съемка, см. раздел 15.1) повторное измерение концентрации Rn можно проводить не ранее, чем через 10 мин после первичного.

В стационарных условиях [см. формулу (14.57)] концентрация Rn сохраняется примерно одинаковой по всему объему невентилируемой выработки, Tn — лишь вблизи ее стенки. Следовательно,

пробы воздуха на R_p можно отбирать в любой части выработки, на T_p — только у стенки.

Потеря излучателей в результате эманирования [см. формулу (14.63)] приводит к уменьшению интенсивности излучения в 2л-геометрии примерно на значение $K_{эм}$ в рыхлых отложениях с кажущимся коэффициентом диффузии $D^* \geq 10^{-2}$ см²/с и на (0,3 ÷ 0,4) · $K_{эм}$ в коренных породах при $D^* \leq 10^{-4}$ см²/с.

Глава 15

ЭМАНАЦИОННАЯ СЪЕМКА

Эманационная съемка была первым (1922 г.) полевым радиометрическим методом поисков радиоактивных руд. Но широкое развитие она получает лишь в 50-х годах с появлением портативных эманометров и экспрессных методик съемки. Затем роль эманационной съемки сокращается в связи с интенсивным внедрением шпуровой и глубинной γ -съемок.

С середины 70-х годов начинается новый этап развития и успешного внедрения универсальных экспозиционных эманационных методов, а именно: трекового (ЭТМ), α -метрического и по активным налетам (САН). Это в свою очередь стимулировало возрождение традиционной эманационной съемки с принудительным отбором подпочвенного воздуха.

15.1. Виды и условия применения эманационных работ

С целью поисков радиоактивных руд применяют следующие виды эманационных съемок: 1) приповерхностную, или шпуровую; 2) глубинную; 3) в насыпных сосудах; 4) по атмосферному воздуху; 5) эманационный каротаж. Два первых вида съемок в принципе могут выполняться во всех четырех модификациях: трековой, α -метрической, по активным налетам, традиционной; три последних вида целесообразны лишь с принудительным отбором воздуха.

Приповерхностная, или шпуровая, съемка. Является основным видом эманационных работ; используется на площадях с преимущественным развитием элювиально-делювиальных отложений.

Процесс наблюдений с принудительным отбором воздуха состоит из следующих операций. С помощью лома и кувалды или механизированных средств проходки готовят шпур глубиной 0,7—1,0 м. В шпур (рис. 15.1, а) помещают конический или цанговый пробоотборник (рис. 15.2, а, б) и через него насосом отбирают в камеру эманометра подпочвенный воздух, в котором определяют концентрацию эманации N по значению сцинтилляционного или ионизационного эффекта I , создаваемого α -излучением R_p , T_p ,

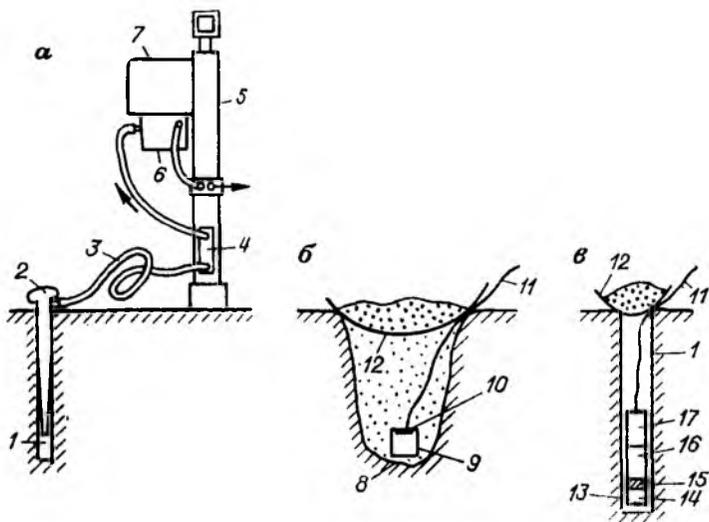


Рис. 15.1. Способы детектирования эманации в подпочвенном воздухе. а — традиционный с принудительным отбором воздуха; б — трековый (ЭТМ) или активного налета (АН); в — α -метрический. 1 — шпур; 2 — прободоотборник; 3 — резиновый шланг; 4 — пылеуловитель; 5 — держатель и насос; 6 — сцинтилляционная камера; 7 — устройство измерения; 8 — закопушка; 9 — кассета с пленочным детектором (ЭТМ) или с адсорбентом продуктов распада Rn (АН); 10 — пленочный детектор; 11 — капроновый шнур; 12 — крышка (рубероид или полиэтиленовая пленка); 13 — альфамер; 14 — эманационная (воздушная) камера; 15 — кремниевый ППД, 16 — электронный блок, 17 — пересчетное устройство.

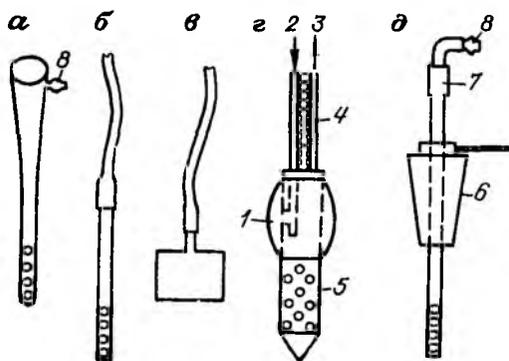


Рис. 15.2. Зонды для принудительного отбора проб воздуха. а — стандартный конический; б — из резинового шланга с металлическим перфорированным наконечником; в — колпачковый; г — с резиновой манжетой; д — цапговый. 1 — раздувающаяся манжета; 2, 3 — патрубки к нагнетающему и всасывающему насосу; 4 — металлический трос; 5 — отверстия в металлической трубке диаметром 25—30 мм; 6 — цапговый уплотнитель; 7 — камера с поплавком для задержания воды; 8 — штуцер.

Ап и их продуктов распада. В простейшем случае поровая концентрация эманации и соответствующая ей объемная активность (Бк/л)

$$N = j(I - I_{\phi})/V_{\kappa}, \quad (15.1)$$

где j — градуировочный коэффициент эманометра, Бк/дел [см. формулу (4.27)]; V_{κ} — объем камеры, л; I_{ϕ} — интенсивность α -излучения фона.

В районах с сильно увлажненными рыхлыми осадками иногда вместо конических зондов (рис. 15.2, а) используют колпаки, (рис. 15.2, в), задавливаемые на глубину 7—10 см.

В процессе трековой съемки готовят закопушку (шпур) глубиной 50—70 см, на дно которой помещают кассету — стаканчик с диэлектрическим пленочным α -детектором (рис. 15.1, б). Закопушку засыпают, грунт утрамбовывают, детектор оставляют в закопушке на время τ 25—30 сут. После этого кассету вынимают, пленку подвергают травлению (см. раздел 15.3) и с помощью микроскопа определяют плотность α -треков n_{τ} на 1 мм² пленки, пропорциональную объемной активности эманации N в подпочвенном воздухе. Значение N (Бк/л) при необходимости вычисляют по формуле

$$N = j_{\tau}(n_{\tau} - n_{\phi})/\tau, \quad (15.2)$$

где j_{τ} — градуировочный коэффициент, (Бк/л)/[трек/(мм²·сут)], см. формулу (15.6); n_{ϕ} — фоновая плотность треков.

Альфа-метрическую съемку проводят на основе полупроводниковых кремниевых детекторов (рис. 15.1, в) или способом активного налета. С помощью переносного мотобура готовят шпур, диаметр которого несколько больше диаметра прибора. Альфаметр опускают в шпур на капроновой нити и через 3—5 ч считывают зарегистрированное им число α -частиц.

По способу активного налета (САН) кассету с пленочным адсорбентом, на который осаждаются продукты распада Rn (см. раздел 1.6), помещают в закопушку или шпур, как и в случае трековой съемки (см. рис. 15.1, б); затем спустя примерно сутки кассету вынимают и тут же на точке через 1—2 мин (время фиксированное) измеряют стандартным дозиметром α -активность вещества-адсорбента.

Технология выполнения указанных модификаций более детально изложена в разделе 15.3.

Выбор модификаций эманационной съемки: традиционной, трековой, по способу активного налета или α -метрической — определяется природными условиями, геолого-геохимической ситуацией и экономическими показателями. Главное преимущество трековой съемки перед традиционной — возможность применения ее в любых ландшафтных условиях, а также более высокая контрастность аномалий. Основной недостаток трековой съемки — малая поиско-

вая оперативность из-за длительной экспозиции α -треков, что в районах с коротким полевым сезоном приводит к невозможности своевременной детализации аномалий. Поэтому в районах с высоким уровнем грунтовых вод, заболоченных, с длительной мерзлотой предпочтительна съемка трековая или по способу активного налета; в районах необводненных — традиционная с принудительным отбором подпочвенного воздуха (см. рис. 15.1, а). Целесообразно комплексирование этих модификаций на основе карты природных условий.

Альфа-метрическая съемка на основе ППД вряд ли найдет широкое производственное применение. Однако альфаметры оказываются весьма полезными для оперативной детализации трековых аномалий, выполнения экспериментальных работ, изучения миграционных параметров эманации в различных средах, а также для наблюдения вариаций содержания Rn в подпочвенном воздухе при изменении внешних условий. Способ активного налета находит широкое применение в любых условиях, и особенно на площадях с плохим пробоотбором подпочвенного воздуха. Благодаря более короткой экспозиции сбора информации он имеет явное преимущество перед трековой съемкой.

Глубинная эманационная съемка. Используется на площадях, где глубина залегания представительного горизонта (см. раздел 12.1) превышает 4—5 м. Пока что имеется опыт применения этой съемки лишь в модификации с принудительным отбором проб воздуха. С помощью тех или иных технических средств готовят глубокие шпуровые либо мелкие скважины и с забоя отбирают воздух с помощью резинового шланга с наконечником (рис. 15.2, б) без перекрытия устья скважины или специальным пробоотборником, находящимся в нижней части бурового агрегата.

Съемка в насыпных сосудах. Предназначается для изучения короткоживущих эманаций, и в первую очередь A_n (актиноновая съемка). Пробу рыхлых отложений массой 12—15 кг, отобранную из закопушки глубиной 0,4—0,5 м, подсушивают на воздухе, засыпают в стандартный сосуд (ведро, ящик), куда предварительно помещают фильтр Шотта № 0 или 1 (рис. 15.3), продувают воздух для удаления Rn и затем изучают объемную активность в струе воздуха, создаваемой ручным насосом. Скорость струи 10—12 л/мин. Фиксируют показания прибора в процессе прокачивания струи и спустя 30 с для учета T_n . Объемную активность A_n и T_n вычисляют по формулам (4.34) и (4.35) с учетом объема камеры. Применение эманометров на принципе задержанных совпадений расширяет возможности метода [43]. Актиноновая съемка была разработана с целью экспрессного изучения ореолов рассеяния Ra , являющихся одним из признаков древнего происхождения вторичных ореолов рассеяния U . Однако эта задача ныне более успешно решается методом радиогенных изотопов Pb и методом радиационных дефектов (см. главу 16).

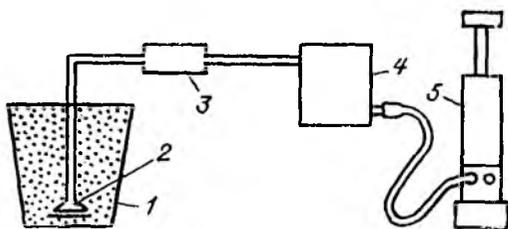
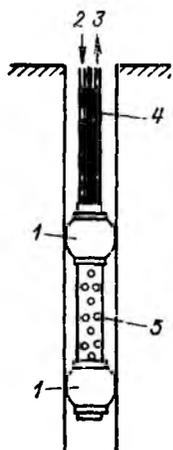


Рис. 15.3. Схема измерения A_p в насыпных сосудах.

1 — сосуд с изучаемыми рыхлыми отложениями; 2 — фильтр Шотта; 3 — пылеуловитель; 4 — измерительная камера; 5 — насос.

Съемка по атмосферному воздуху. Может применяться в целях экспрессного выполнения эманационных работ в автомобильной или самолетной модификации. Воздух принудительно протягивают через высокочувствительную сцинтилляционную камеру или через специальные фильтры, улавливающие твердые продукты распада Rn . Практического применения этот вид эманационных измерений не получил, хотя оценочные расчеты [см. выражения (14.49) и (14.50)] и наши эксперименты показывают, что у поверхности земли образуются газовые ореолы, достаточные для регистрации их в движении большими по объему сцинтилляционными α -камерами (ZnS), установленными на автомобиле. В ранние утренние безветренные часы при скорости движения автомобиля около 10 км/ч фиксируются четкие аномалии, в два-три раза превышающие по площади аномалии в подпочвенном воздухе.

Эманационный каротаж. Может использоваться для изучения распределения концентрации Rn вдоль оси скважины с целью поисков погребенных ореолов рассеяния и рудных тел, не вскрытых скважиной. В сухих скважинах отбор проб воздуха осуществляют с помощью пакер-зонда (рис. 15.4), локализирующего место отбора эманации. В обводненных скважинах, устойчивых к обрушению, возможно выполнение эманационного трекового каротажа. Для этого в скважину опускают на капроновом шнуре с грузом внизу гирлянду трековых кассет (см. рис. 15.6, г) на 25—30 сут. Затем гирлянду извлекают, детекторы обрабатывают и изучают по обычной методике (см. раздел 15.3).



В зависимости от исследуемого изотопа Rn различаются следующие виды эманационной съемки: радоновая, тороновая, актиноновая, комплексные с раздельным определением Rn и Tn ; Tn и An ; Rn , Tn и An . Наиболее распространены измерения суммарной концентрации $Rn + Tn$, сопровождающиеся периодическими раздельными определениями Rn и Tn (см. раздел 15.3).

Рис. 15.4. Схема выполнения эманационного каротажа пакер-зондом.

Усл. обозначения см. на рис. 15.2. г.

15.2. Общие положения методики эманационной съемки

Анализ расчетных данных и наш многолетний опыт применения эманационных работ показывают, что реальная глубинность эманационного метода с аппаратурой типа ЭМ-6 в песчаных и песчано-глинистых покровных отложениях составляет 3—5 м. В связи с этим для обычной эманационной съемки с принудительным отбором воздуха выбирают площади развития необводненных элювиально-делювиальных отложений автохтонного типа, местами перекрытые аллохтонными осадками мощностью не более 3—5 м. Для трековой съемки в расчете на регистрацию слабых аномалий эти значения могут быть увеличены в 1,5—2,0 раза. Выполнению эманационных работ и выбору участков для тех или иных модификаций съемки предшествуют выделение перспективных площадей и районирование территории по условиям проведения поисков.

По детальности эманационные исследования разделяют на рекогносцировочные, площадные и детализационные.

Рекогносцировочные наблюдения проводят по отдельным маршрутам в комплексе с геохимическими исследованиями и γ -съемкой.

Площадные съемки являются основным видом эманационных работ. Их проводят в масштабах 1 : 25 000 — 1 : 2000. Наиболее распространены детальные исследования в масштабах 1 : 10 000 и 1 : 5000. Выбор оптимальной модификации съемки обсуждался в разделе 15.1. Сеть наблюдений соответствует данным табл. 6.1. При разбивке сети руководствуются обычными требованиями топообеспечения геофизических работ.

Детализация аномальных точек и зон сопровождает все виды эманационных работ. Объем детализационных наблюдений составляет 15—20 % от числа точек первичной сети в масштабе 1 : 25 000 и 10—15 % в более крупных масштабах.

Контроль качества работ и надежности опосредования осуществляется повторными наблюдениями в отдельных точках и на отдельных профилях. Объем повторных наблюдений составляет около 3 % от числа точек основной сети. Обращается внимание на необходимость соблюдения одинаковой глубины отбора проб воздуха и установки трековых детекторов при первичных и повторных наблюдениях и на идентичность приемов измерения объемной активности эманации (см. раздел 15.3).

15.3. Технология выполнения эманационных измерений

Съемка с принудительным отбором воздуха. В качестве измерительной аппаратуры используют сцинтилляционные и ионизационные эманометры (см. табл. 3.4). В комплект аппаратуры (РГА-01) входят пробоотборник, осушитель-пылеулавливатель, измерительная камера, пульт управления и насос (см. рис. 15.1, а). Осушитель в условиях влажного климата заполняют ватой и силикаге.

лем или кусковым хлористым кальцием, в условиях пыльных почв — несколькими периодически сменяемыми слоями сухой и влажной ваты.

Настройку эманометров проводят в соответствии с инструкцией по их эксплуатации. Дополнительно отмечаем необходимость ежедневных проверок: 1) вакуума в системе зонд — осушитель — камера — насос, что исключает подсос воздуха из атмосферы; 2) свободного движения воздуха от забоя в измерительную камеру. Из опыта работ установлено, что эти проверки являются определяющими в обеспечении нормального качества съемки и исключения массового брака, нередко возникающего из-за того, что в камеру попадает подпочвенный воздух, разбавленный атмосферным. Необходимо следить также за исправностью всасывающего клапана насоса. При его засорении воздух из шпура не отсасывается, насос работает вхолостую, что часто остается незамеченным оператором.

Градуирование полевых эманометров осуществляют с помощью стандартных образцов (СО) раствора Ra по методике, описанной в разделе 4.4. Эманацию в измерительную камеру вводят вакуумным или циркуляционным способом в зависимости от конструкции прибора. После введения Rn камеру закрывают и в течение 3 ч регистрируют нарастание показаний эманометра (дел или имп/с).

Цена деления шкалы (Бк/дел) в момент времени t' после введения эманации в камеру вакуумным способом

$$j_{t'} = 3,7 \cdot 10^{10} C_{t'} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t'}) / I_{3\text{ч}}; \quad (15.3)$$

циркуляционным способом

$$j_{t'} = 3,7 \cdot 10^{10} C_{t'} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t'}) V_{\kappa} / (I_{3\text{ч}} V_0), \quad (15.4)$$

где M_{Ra} — масса Ra в СО, г; t' — время накопления Rn; V_{κ} и V_0 — объемы камеры и циркуляционной схемы [см. формулу (4.24)]; $I_{3\text{ч}}$ — показания эманометра спустя 3 ч, дел или имп/с; $C_{t'}$ — коэффициент приведения, вычисляемый по формуле $C_{t'} = K_{3\text{ч}} / K_{t'}$; $K_{3\text{ч}}$ и $K_{t'}$ — коэффициенты нарастания I спустя 3 ч и время t' после мгновенного введения эманации в камеру (см. табл. 4.5).

В случае нелинейной шкалы эманометра переходят от показаний в делениях n к скорости счета I , используя зависимость $I(n)$, получаемую с помощью генератора импульсов.

Ежедневный контроль чувствительности сцинтилляционных эманометров проводят с помощью α -источника ^{239}Pu , имеющегося в комплекте прибора; контроль ионизационных эманометров — ампульным γ -источником Ra [43].

Одним из ответственных вопросов методики эманационной съемки является отбор проб воздуха. В случае неглубоких шпуров (см. рис. 15.1, а) конический зонд или зонд с цанговым уплотнителем (см. рис. 15.2, д) с усилием задавливают в шпур, чтобы исключить подсос атмосферного воздуха; грунт около конического зонда

утрамбовывают пяткой лома или кувалдой. Для локализации места отбора воздуха с забоя шпура используют зонд с раздуваемой манжетой (см. рис. 15.2, з).

Процесс наблюдения на точке включает следующие операции.

1. Зонд устанавливают в шпур и соединяют его с эманометром. На пониженных участках предварительно проверяют отсутствие воды в шпуре; если вода есть, точку пропускают.

2. Записывают координаты точки и фоновые показания эманометра. В эманометре РГА-01 фон исключается с помощью сцинтиллирующей пленки, наклеенной на торце ФЭУ. Разделение фонового и полезного (за счет ZnS) сигналов основано на различии времени высвечивания (см. табл. 3.1).

3. Насосом ($V = 1$ л) энергично делают 5—6 качаний, на увлажненных почвах — до 10, при работе с колпаками (см. рис. 15.2, в) — до 15—20. Число качаний при глубинной съемке $n = k + 1$, где k — глубина шпура (м).

4. Фиксируют показания прибора $I_1 (Rn + Tn)$ спустя $t'_1 = 10$ с после прекращения качаний насосом для сцинтилляционных камер и спустя 20 с для ионизационных. При раздельном определении Rn и Tn на аномалиях фиксируют второй отсчет I_2 спустя время $t'_2 = 90 \div 120$ с. Такие измерения обычно составляют 7—10 % от общего числа точек. В РГА-01 возможны непрерывные измерения I .

5. Зонд вынимают из шпура, камеру прокачивают на воздух, после чего прибор переносят на другую точку.

При достаточном опыте оператор приобретает свои приемы работы, увеличивающие производительность труда и обеспечивающие необходимую точность наблюдений. Обязательными являются систематическая проверка на КП и в отдельных точках профиля вакуума и свободного прохождения воздуха в системе зонд — пылеулавливатель — камера — насос, а также контроль чувствительности эманометра стандартным α -источником. На КП измеряют концентрацию $Rn + Tn$ и Rn и Tn раздельно в целях наблюдения за вариациями этих изотопов в подпочвенном воздухе при изменении внешних условий.

Трековая съемка. В качестве детекторов α -частиц применяют пленку различных пластмасс: нитратцеллюлозы, триацетатцеллюлозы, полиэтилентерефталата и др. Хорошими техническими свойствами обладает пленка LR-115 и ее отечественные аналоги. Верхний чувствительный слой пленки толщиной около 10 мкм состоит из окрашенной в красный цвет нитратцеллюлозы, прозрачная основа — из полиэстера. При использовании пленки из триацетатцеллюлозы, являющейся основой фотопленки «Свема», с нее предварительно удаляется фотоэмульсия в концентрированном растворе стирального порошка при температуре 70 °С.

Альфа-детектор закрепляют с помощью проволоочной оправки на дне кассеты-стакана чувствительной стороной вниз (рис. 15.5, а).

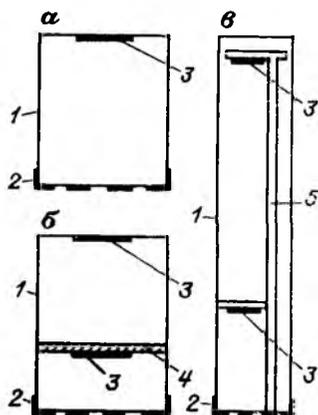


Рис. 15.5. Кассеты для трековой съемки.
 а — определяется $R_{\alpha} + T_{\alpha}$; б, в — определяются R_{α} и T_{α} раздельно.
 1 — пластиковый стакан; 2 — съемное дно с отверстиями; 3 — пленочный детектор; 4 — пористый фильтр; 5 — стержень-держатель.

Размер кассеты $(40 \div 50) \times (50 \div 70)$ мм, объем 100—140 мл. Перед закреплением на уголке пленки выцарапывают иглой ее номер, этот же номер записывают на кассете. К каждой кассете с помощью лейкопластыря или изоляционной ленты прикрепляют капроновый шнур длиной около 1,5 м.

В кассетах для отдельного определения R_{α} и T_{α} помещают с помощью колец специальные пористые фильтры (рис. 15.5, б), задерживающие T_{α} ; пленочные α -детекторы в этом случае укрепляют перед фильтром ($R_{\alpha} + T_{\alpha}$) и на дне стакана (R_{α}). Кроме того, применяя кассеты высотой 10—12 см, практически устраняют влияние T_{α} (рис. 15.5, в).

Градуирование трековых детекторов можно проводить по методике градуирования обычных эманометров. Для этого готовят набор металлических стаканов с размерами используемых трековых кассет.

Стаканы имеют штуцеры для ввода эманации, завинчивающуюся крышку с резиновой прокладкой для обеспечения герметичности и оправку, в которую вставляется детектирующая пленка.

Градуировочный стакан объемом V_{α} с пленочным детектором включают в циркуляционную схему объемом V_0 (л) последовательно с жидким радиевым СО (см. рис. 4.6, б), продувают в ней воздух в течение 15 мин, штуцеры закрывают зажимами, стакан оставляют на экспонирование в течение времени τ от 2—4 до 7—10 сут в зависимости от массы Ra (г) M_{Ra} в СО. После травления треков (см. далее) подсчитывают их плотность n_{τ} на 1 мм² пленки за время α -облучения и среднюю скорость образования треков [трек/(мм²·сут)] за время экспонирования τ (сут):

$$\varphi_{\tau} = n_{\tau}/\tau. \quad (15.5)$$

Градуировочный коэффициент, (Бк/л)/[трек/(мм²·сут)],

$$\begin{aligned}
 J_{\tau} &= \frac{3,7 \cdot 10^{10} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t})}{\varphi_{\tau} V_0} \cdot \frac{1}{\tau} \times \\
 &\quad \times \int_0^{\tau} e^{-\lambda_{Rn} t} dt = \\
 &= \frac{3,7 \cdot 10^{10} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t}) (1 - e^{-\lambda_{Rn} \tau})}{\bar{n}_{\tau} \lambda_{Rn} V_0}, \quad (15.6)
 \end{aligned}$$

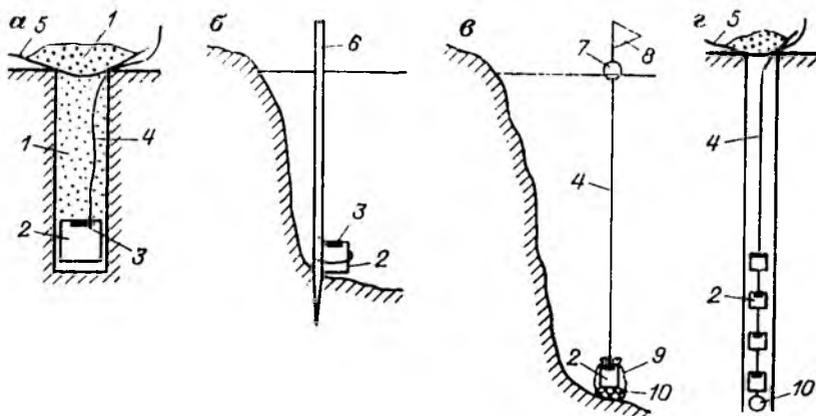


Рис. 15.6. Способы установки трековых детекторов в шпурах (а), на болотах (б), озерах (в), в скважинах (г).

1 — грунт; 2 — кассета; 3 — пленочный детектор; 4 — капроновый шнур; 5 — рубероид; 6 — заостренный кол; 7 — поплавок; 8 — цветной флажок; 9 — шламовый мешочек; 10 — груз.

где t — время накопления $R_{п}$ в барботере, сут; $\lambda_{R_{п}}$ — вероятность распада $R_{п}$, $0,1814 \text{ сут}^{-1}$; \bar{n}_t — средняя плотность треков, устанавливаемая по нескольким полям зрения, треки/мм².

Способы установки трековых кассет в разных условиях иллюстрируют рис. 15.1 и 15.6. В рыхлых отложениях кассеты помещают дном кверху в закопушки глубиной 60—70 см или в шпуры. Шпуры (рис. 15.6, а) засыпают, закрывают рубероидом или другим покрытием и сверху насыпают грунт. В закопушках с водой и на болоте кассеты привязывают к заостренному колу (рис. 15.6, б). Для подводных наблюдений на озерах кассеты помещают в шламовые мешочки с грузом; над водой шнур привязывают к деревянному поплавку с флажком (рис. 15.6, в). В скважинах используют гирлянды кассет (рис. 15.6, г). Сверху скважину закрывают рубероидом. При установке кассет в воду принимаются все меры для того, чтобы не намочить пленочный детектор; в кассетах с перегородками (см. рис. 15.5, б) над перегородкой помещают силикагель для уменьшения влажности в воздушной полости внутри кассеты. Во всех случаях записывают в журнале координаты точки, глубину шпура или закопушки, время установки кассеты и ее номер.

Стандартное время экспонирования α -треков 25—30 сут, при детализации аномалий 10—15 сут (плотность треков с увеличением концентрации $R_{п}$ имеет тенденцию к насыщению). Принятое время τ выдерживают одинаковым по всему участку. Момент извлечения кассет и состояние пленочного детектора, особенно степень его увлажнения, фиксируют в журнале.

Травление треков осуществляют химическим или электрохимическим способом. В первом случае для пленок нитратцеллюлозы используют 20 % NaOH при температуре 40 °С, для триацетатцеллюлозы — 40 % КОН при температуре 70 °С. Время травления около 1 ч. Вместе с пленками, вынутыми из рабочих кассет, протравливают две реперные пленки из этой серии: фоновую, не подвергавшуюся облучению, и экспонированную недолгое время на рудном шлифе.

По истечении времени травления пленки вынимают, промывают холодной водой, выдерживают 10—15 мин в 3—5 %-ном растворе уксусной эссенции, повторно промывают в воде и просушивают в закрытом сосуде в вертикальном или наклонном положении.

В простейшем случае подсчет треков проводят с помощью микроскопов МИН-6, МИН-8, «Дорожный» в проходящем свете, с объективом 9 \times , окуляром 5 \times или 8 \times с сеткой. В поле зрения микроскопа треки α -частиц представляют собой лунки правильной формы и этим отличаются от других ранений и дефектов пленки. Полезно тренироваться в распознавании треков на пленках, экспонированных на рудных шлифах. Разработаны автоматизированные способы подсчета треков на принципе сканирования лунок по поверхности детектора. Для тонких пленок со сквозными треками в чувствительном слое хорошо зарекомендовал себя истрочной счетчик, основанный на возникновении электрического разряда при подаче напряжения 0,5—1,0 кВ на пленку, помещенную между двумя электродами [60].

Плотность треков выражают числом треков n на 1 мм² или 1 см² пленки за время τ (сут) или скоростью их образования $\varphi = n/\tau$ [трек/(мм²·сут)]. Иногда нормирование плотности треков n_n [трек/(мм²·30 сут)] ведут на время 30 сут. Тогда

$$n_n = 30M_S/(\tau S), \quad (15.7)$$

где M_S — число треков в пределах сетки площадью S .

Съемка способом активного налета. Схема измерений в САН коротко изложена в разделе 15.1. Для увеличения эффекта α -излучения используют кассеты большого объема (до 1,0 л), в качестве адсорбента — металлическую фольгу, полиэтилен, пластмассовые пленки с добавкой лавсана (майлар), сокращают до 20—30 с время между извлечением кассеты с адсорбентом и измерением α -активности, иногда подают отрицательный заряд на изолированную металлическую фольгу. Для простоты подготовки кассет используют адсорбент из толстой пленки и помещают ее по образующей цилиндра, иногда придают ей S-образный вид, I_α измеряют с двух сторон.

Влияние T_p подавляют увеличением высоты кассеты до 8—10 см. Однако при этом создается искаженное представление о природе эманационной аномалии, что является недостатком САН.

При необходимости разделение радоновой и тороновой составляющих эманации обеспечивается двукратным измерением α -активности после извлечения кассеты: I_1 спустя время $t_1 \sim 1$ мин и I_2 спустя время t_2 от 0,5 до 3—5 ч. В расчетных формулах [см. уравнения (15.12)] учитываются время неполной активации осадков по T_n , разная диффузионная длина R_n и T_n и интервалы времени t_1 и t_2 дезактивации осадков. Основанием для разделения R_n и T_n является разная продолжительность жизни их короткоживущих продуктов распада (см. раздел 1.6).

15.4. Обработка полевых материалов. Изображение результатов

Схема обработки данных эманационных съемок включает те же операции, что и при обработке материалов пешеходной γ -съемки (см. раздел 11.7): вычисляют объемную концентрацию эманации, составляют карту фактического материала, кадастр аномалий, графики контроля аппаратуры, определяют погрешность измерений, флуктуацию фона, минимальную аномалию.

Суммарную объемную активность $R_n + T_n$ (Бк/л) вычисляют по формулам (15.1) и (15.2). Разделение R_n и T_n при выполнении съемки с принудительным отбором воздуха (см. раздел 15.3) осуществляют измерением скоростей счета импульсов или ионизационного тока I_1 спустя время t'_1 после введения эманации в камеру и I_2 спустя время t'_2 .

Исходные выражения для расчета объемной активности R_n и T_n N_{R_n} и N_{T_n} (Бк/л) имеют вид

$$\begin{aligned} N_1 &= j_{t'_1} I_1 / V_k = a_1 N_{R_n} + b_1 N_{T_n}; \\ N_2 &= j_{t'_2} I_2 / V_k = a_2 N_{R_n} + b_2 N_{T_n}, \end{aligned} \quad (15.8)$$

где I_1 и I_2 — показания прибора без фона; a_1 и a_2 — коэффициенты нарастания I за время t'_1 и t'_2 после мгновенного введения R_n в камеру (см. табл. 4.5); $j_{t'_1}$ и $j_{t'_2}$ — градуировочные коэффициенты (Бк/дел), отнесенные к моментам времени t'_1 и t'_2 [см. равенства (15.3) или (15.4)]; b_1 и b_2 — коэффициенты, характеризующие распад T_n :

$$b_1 = e^{-\lambda_{T_n} t'_1}; \quad b_2 = e^{-\lambda_{T_n} t'_2}. \quad (15.9)$$

Решая систему уравнений (15.8), получаем

$$N_{R_n} = (b_1 j_{t'_2} I_2 - b_2 j_{t'_1} I_1) / [(a_2 b_1 - a_1 b_2) V_k]; \quad (15.10)$$

$$N_{T_n} = (a_2 j_{t'_1} I_1 - a_1 j_{t'_2} I_2) / [(a_2 b_1 - a_1 b_2) V_k]. \quad (15.11)$$

В трековой съемке разделение R_n и T_n достигается установкой пленочных детекторов на высоте h_1 ($R_n + T_n$) и h_2 (R_n), разде-

ленных пористым фильтром или воздушным слоем (см. рис. 15.5, б, в). Как уже отмечалось, разделение радоновой I_{Rn} и тороновой I_{Tn} составляющих в САН достигается измерением α -активности адсорбента I_1 и I_2 спустя время t_1 и t_2 после извлечения кассеты с адсорбентом из закопушки или шнура (см. рис. 15.1, б и 15.6, а).

Исходными для расчета I_{Rn} и I_{Tn} являются выражения

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{Rn}K_{Rn1} + I_{Tn}a_{нд}K_{Tn1}; \\ I_2 &= I_{Rn}K_{Rn2} + I_{Tn}a_{нд}K_{Tn2}, \end{aligned} \quad (15.12)$$

где $a_{нд}$ — коэффициент недонасыщения продуктов распада Tn за время активации адсорбента τ ($a_{нд} = 0,77$ при $\tau = 24$ ч); a_z — коэффициент, учитывающий распад Tn и его продуктов при движении их от эманулирующей поверхности к адсорбенту ($a_z = 0,51$ и $0,03$ при высоте адсорбента соответственно 5 и 10 см [60]); K_{ij} — коэффициенты, характеризующие дезактивацию дочерних продуктов Rn и Tn спустя время t_1 и t_2 ; их значения приведены в табл. 15.1.

Решая систему (15.12), получаем

$$\begin{aligned} I_{Rn} &= (K_{Tn2}I_1 - K_{Tn1}I_2)/D; \\ I_{Tn} &= (K_{Rn1}I_2 - K_{Rn2}I_1)/(Da_{нд}a_z); \\ D &= K_{Rn1}K_{Tn2} - K_{Rn2}K_{Tn1}. \end{aligned} \quad (15.13)$$

Результаты эманационных работ изображают в виде графиков объемной активности эманации и планов изоконцентраций. Под линией профиля указывают глубину отбора подпочвенного воздуха.

Т а б л и ц а 15.1. Относительная дезактивация продуктов распада Rn и Tn (экспозиция накопления активного налета $\tau = 24$ ч)

Время дезактивации t , мин	K_{Rn}	K_{Tn}	Время дезактивации t , мин	K_{Rn}	K_{Tn}
0	1,00	1,00	90	0,138	0,98
1	0,898	1,00	120	0,071	0,96
3	0,752	1,00	180	0,018	0,92
5	0,659	1,00	240	0,004	0,88
10	0,542	1,01	300	0,001	0,82
20	0,458	1,02	600	—	0,60
30	0,409	1,01	1200	—	0,31
60	0,252	1,00	1440	—	0,24

15.5. Характеристика эманационных аномалий

Фоновая концентрация эманации N_{ϕ} и соответствующая ей объемная активность изменяются от 5—10 до 100—150 Бк/л; для трековой съемки — от первых десятков до первых сотен треков на 1 мм² пленки за 30 сут. Коэффициент вариации V_n плотности треков n_t в близко расположенных точках может достигать 20—30 % без заметного изменения при этом γ -активности рыхлых отложений. Для съемки с принудительным отбором воздуха эти отклонения возрастают до 40—50 %; измеренное соотношение T_p и R_p в нормальном поле равно 1,5—3,0.

Концентрация эманации N в целом зависит от содержания U (Ra) и Th , от коэффициента эманирования, мощности аллохтонных осадков, скорости миграции эманации, условий отбора

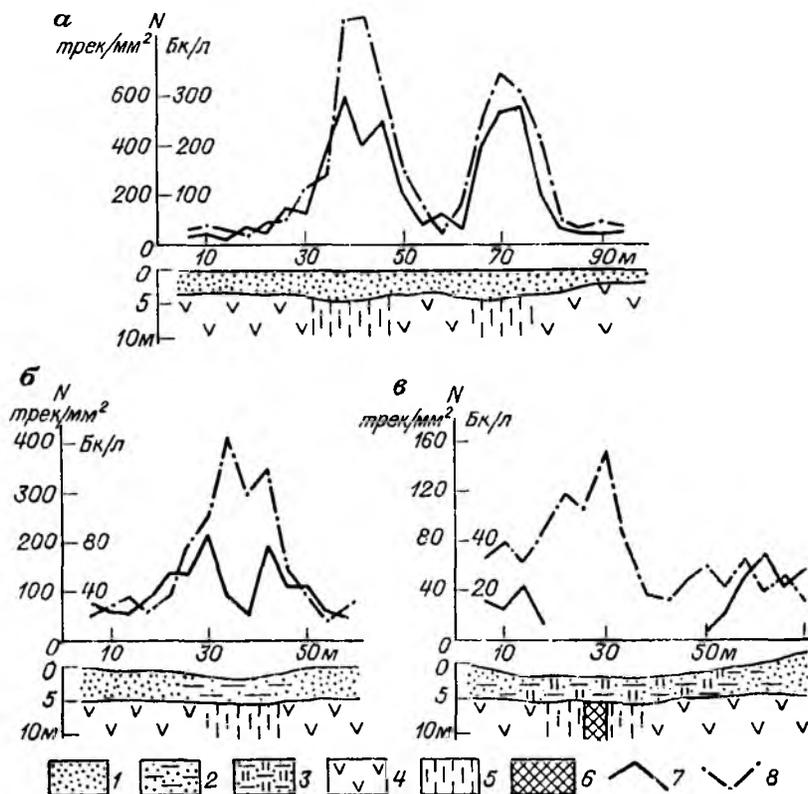


Рис. 15.7. Графики объемной активности R_p по данным традиционной и трековой съемки на сухих (а), увлажненных (б) и заболоченных (в) участках. 1 — сулесь; суглинок; 2 — увлажненный, 3 — обводненный; 4 — кислые эффузивы; 5 — зона со слабой урановой минерализацией; 6 — урановое оруденение; данные съемки: 7 — традиционной, 8 — трековой.

проб воздуха и от условий установки трековых кассет. Все это приводит к тому, что над урановыми рудными залежами фиксируются аномалии R_p в диапазоне от 40 до $4 \cdot 10^4$ Бк/л. В практике известны случаи обнаружения крупных рудных тел в подпочвенном эманационном поле 50—70 Бк/л, вместе с тем при значении N_{R_p} до 4000 Бк/л кондиционные урановые руды нередко отсутствуют.

Высокие концентрации R_p , достигающие до 5000 Бк/л и более, могут фиксироваться над локальными аккумуляциями R_a , а иногда и над зонами циркуляции высокорadioактивных вод. Аномалии, связанные с водами, характеризуются сезонными изменениями концентрации R_p и большими колебаниями ее после выпадения дождей, причем как в сторону увеличения N_{R_p} , так и в сторону уменьшения в зависимости от гидрогеологической и гидродинамической ситуации.

В условиях нормального отбора подпочвенного воздуха результаты традиционной и трековой эманационных съемок практически аналогичны (рис. 15.7, а). Можно говорить лишь о более контрастной форме аномальных пиков при трековой съемке, но и это наблюдается не всегда. В увлажненных осадках преимущество трековой съемки очевидно (рис. 15.7, б). Вместе с тем отмечаем, что при заполнении закопашек водой, даже с высоким содержанием R_p , аномальный эффект треков снижается до 5 раз по сравнению с результатами в сухих осадках при том же содержании в них U (рис. 15.7, в). Поэтому даже к слабым трековым аномалиям на заболоченных участках следует проявлять особый интерес. Низкий аномальный эффект, но все же превышающий флуктуации фона, отмечается при выполнении трековой съемки над рудным объектом под водой.

ЗВ. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ПОИСКОВ

Глава 16

МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА НЕКОТОРЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В этой главе объединены методы поисков радиоактивных руд и методы оценки генетической природы радиометрических аномалий, основанные на физических явлениях, сопровождающих радиоактивный распад. К таким явлениям относятся накопление конечных продуктов в рядах U , AcU , Th (метод радиогенных изотопов Pb) и нарушения в кристаллической решетке под действием ионизирующих излучений (метод радиационных дефектов). Эти методы возникли параллельно с развитием радиоактивных методов и являются неотъемлемой частью радиометрической разведки.

16.1. Метод радиогенных изотопов свинца

Свинцовый метод является одним из фундаментальных методов ядерной геохронологии (см. раздел 1.7). Он давно используется для определения абсолютного возраста геологических формаций. В 70-х годах разработаны и внедрены его упрощенные высокопроизводительные методики [8, 59, 69], цель которых — приближенная возрастная и генетическая оценка радиометрических и радиогеохимических аномалий при поисках месторождений U, а также выявление по изотопам Pb урановых палеоореолов на площадях явно выраженного выноса U. Последней задаче посвящено дальнейшее изложение материала.

Изотопы Pb и методика их определения. Природный свинец представляет собой смесь четырех устойчивых изотопов с массовыми числами 204, 206, 207, 208, из которых три последние являются конечными членами радиоактивных семейств U, AcU, Th (см. рис. 1.3).

В зависимости от происхождения различают [59] первозданный, первоначальный и обыкновенный типы свинца, причем в процессе земной эволюции к обыкновенному свинцу добавляются первичный, примесный и радиогенные фоновый и аномальный свинец (рис. 16.1).

Первозданным считается свинец, образовавшийся в космосе вместе с другими элементами до формирования Солнечной системы; предположительно,

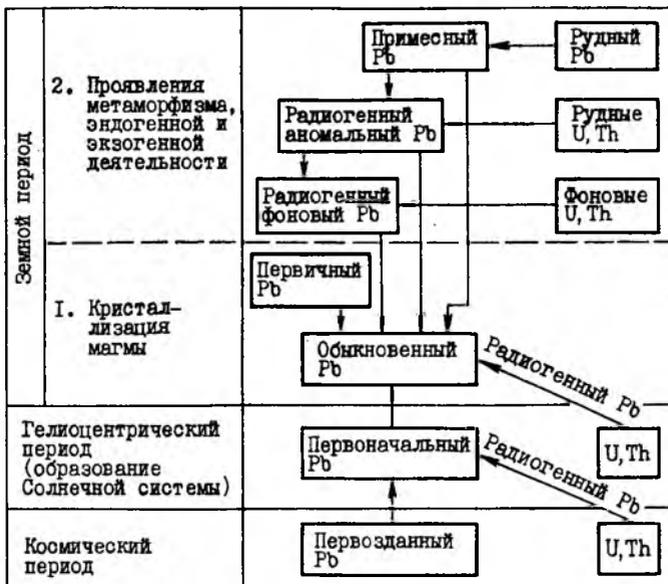


Рис. 16.1. Типы Pb в разные эволюционные периоды.

Таблица 16.1. Изотопный состав обыкновенного свинца в разное время его образования (модель Гаутерманса)

Время, млрд. лет	Концентрация изотопов, %				Отношения изотопов		
	²⁰¹ Pb	²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	²⁰⁶ Pb/ ²⁰⁴ Pb	²⁰⁷ Pb/ ²⁰⁴ Pb	²⁰⁸ Pb/ ²⁰⁴ Pb
0	1,341	25,34	21,27	52,05	18,90	15,86	38,82
0,2	1,352	25,16	21,42	52,07	18,60	15,84	38,50
0,4	1,364	25,00	21,60	52,04	18,32	15,83	38,14
0,6	1,379	24,74	21,79	52,04	17,94	15,80	37,77
0,8	1,392	24,58	21,96	52,07	17,66	15,78	37,41
1,0	1,407	24,31	22,16	52,12	17,28	15,75	37,05
1,2	1,422	24,18	22,34	52,06	17,00	15,71	36,61
1,4	1,438	23,90	22,52	52,14	16,62	15,66	36,25
1,6	1,456	23,64	22,71	52,19	16,24	15,60	35,85
1,8	1,474	23,38	22,89	52,26	15,86	15,53	35,45
2,0	1,493	23,12	23,05	52,34	15,49	15,44	35,06
2,2	1,513	22,86	23,20	52,43	15,11	15,34	34,66
2,6	1,560	22,23	23,46	52,75	14,25	15,04	33,81
3,0	1,614	21,49	23,64	53,26	13,31	16,64	32,09
3,4	—	—	—	—	12,36	14,02	31,72
3,8	—	—	—	—	11,42	13,12	31,73
4,2	—	—	—	—	10,28	11,78	30,38

он был обогащен изотопом ²⁰⁴Pb. Первоначальный — это свинец с изотопным составом, отвечающим времени образования Земли. Он включает в себя свинец первозданный и радиогенный, образовавшийся из U и Th за время с момента возникновения химических элементов до формирования планеты Земля. Последующая эволюция первоначального и радиогенного свинца приводит к образованию обыкновенного свинца с изотопным составом, отвечающим времени отделения Pb от материнской магмы. Эволюция соотношения изотопов Pb по Гаутермансу приведена в табл. 16.1.

Обыкновенный свинец, попадая в зону ураповой или ториевой минерализации на стадиях формирования горных пород и последующего их диагнеза, подвергается вторичным процессам и может обогащаться рудным (галенитовым) и радиогенным свинцом. Аномальная радиогенная добавка является предметом изучения и последующего геолого-геохимического анализа, так как величина ее является функцией времени существования ураповой минерализации в горной породе.

Основными методами изотопного анализа Pb являются масс-спектрометрический и прецизионный спектральный. Первый метод основан на дифференциации положительно заряженных ионов разной массы в электромагнитном поле. Анализ высокоточный, но дорогостоящий и малопроизводительный и поэтому для геолого-поисковых целей нерентабельный. Основным методом экспрессных определений изотопного состава малых количеств Pb выбран изотопный спектральный метод, основанный на измерении относительной интенсивности компонент изотопической и сверхтонкой структуры (с. т. с.) фотонного излучения Pb в сильно разреженных средах. В качестве аналитической выбрана спектральная линия PbI 405,8 нм (4058 Å), состоящая из 6 компонент (рис. 16.2).

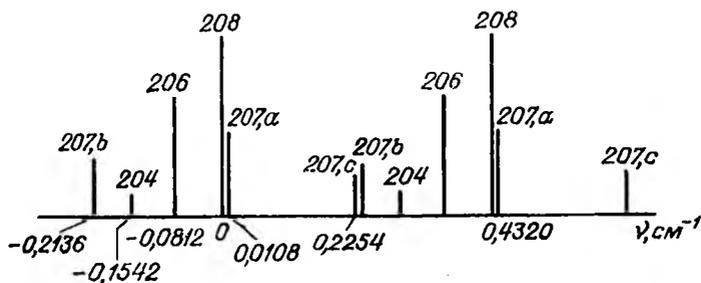


Рис. 16.2. Сверхтонкая структура линии РbI 405,8 нм (два последовательных порядка).

Схема обработки порошковой пробы на первом этапе включает ее термохимическую подготовку с целью полного разрушения кристаллической решетки минералов и растворение полученной при спекании смеси в шестинормальной HCl. На втором этапе солянокислый раствор, в который иногда добавляют раствор стандартного образца Рb, обогащенного изотопом ^{204}Pb , пропускают через колонку, заполненную анионитом ЭДЭ-10П. Из анионита свинец извлекают раствором HCl и дистиллированной водой. Полученный раствор свинца подвергают электролизу с целью выделения Рb на полый металлический катод в форме цилиндра.

Спектральная аналитическая установка показана на рис. 16.3. Возбуждение атомов Рb достигается в газоразрядной трубке, заполненной сильно разреженным чистым неоном при давлении 50—80 Па (0,4—0,6 мм рт. ст.). Катодом в трубке служат полые металлические мишени с выделенным на них анализируемым Рb. Постоянный режим интенсивности свечения разрядной трубки поддерживает облучаемая по отдельному каналу светом источника следящая система, работающая по принципу обратной связи.

Основная оптическая система установки включает в себя преломляющую призму, конденсор, монохроматор ИСП-51, выделяющий спектральную линию РbI 405,8 нм, интерферометр Фабри—Перо, обеспечивающий разделение линий сверхтонкой структуры изотопов Рb (см. рис. 16.2), и телескопический объектив с выходной диафрагмой, которая соединена с фотоэлектрическим преобразователем, позволяющим преобразовать световые сигналы в электрические. Фототок с анода ФЭУ поступает на усилитель постоянного тока и затем в блок графической и цифровой регистрации.

Получаемую регистрограмму относительной интенсивности компонент спектра (рис. 16.4) используют для расчета относительной атомной концентраций C_i изотопов Рb в пробе. Значения C_i находят по отношению площадей отдельных пиков, соответствующих i -му изотопу, к общей площади регистрограммы. Кроме того, прецизионный спектральный анализ позволяет получать валовую концентрацию свинца q_{Σ} (мас. %).

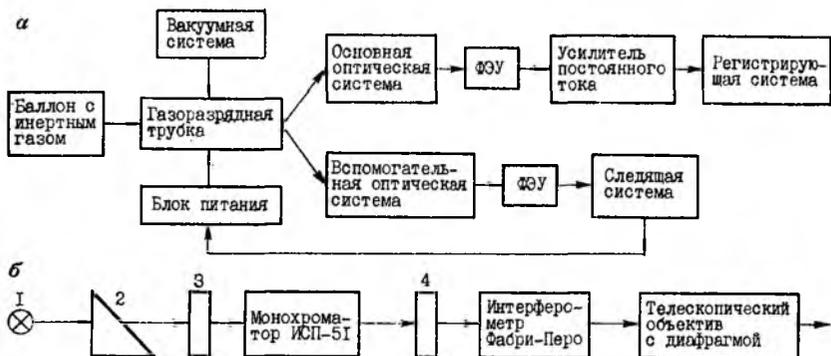


Рис. 16.3. Функциональные схемы аппаратуры для изотопного спектрального анализа (а) и ее основной оптической системы (б).

1 — источник света (разрядная трубка); 2 — преломляющая призма; 3 — конденсор; 4 — объектив.

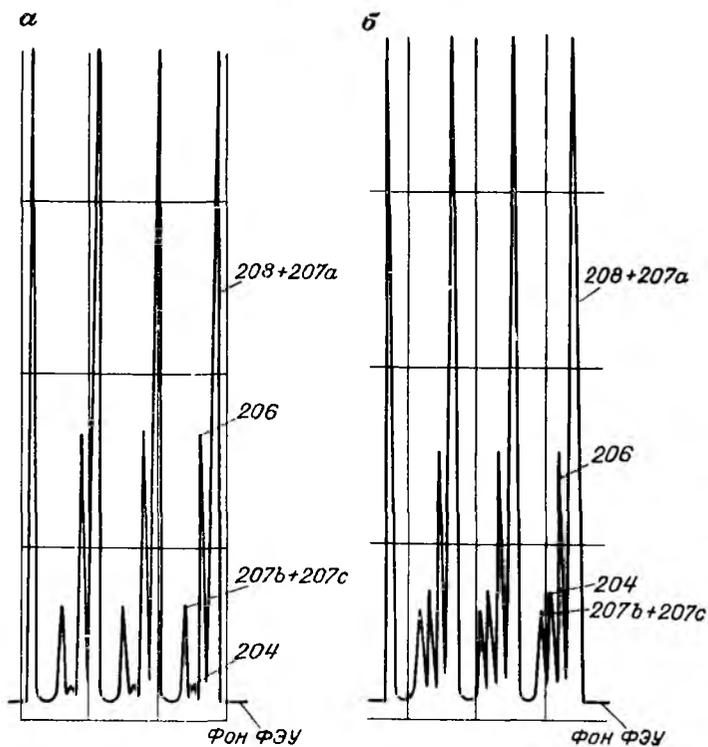


Рис. 16.4. Регистрограммы сверхтонкой структуры линии PbI 405,8 нм природной пробы (а) и пробы с добавкой свинца, обогащенного изотопом ^{204}Pb (б) (по М. С. Каштану).

Ниже излагается один из способов расчета концентрации древнего U по данным спектрального анализа проб ($q_{\text{пр}}$).

Как следует из схемы рис. 16.1, изотопы с массовыми числами 206—208 включают три генетических слагаемых: обыкновенный свинец ($C_{\text{об } i}$), радиогенный фоновый ($C_{\text{р. ф } i}$) и радиогенный аномальный ($C_{\text{р. а } i}$), из которых два последних слагаемых появляются за счет фоновых и аномальных содержаний U и Th.

Перейдя от атомной доли C_i к массовой q_i , напишем

$$\begin{aligned} q_{\text{пр}}^{206} &= q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{206} = q_{\text{об}}^{206} + q_{\text{р. ф}}^{206} + q_{\text{р. а}}^{206}; \\ q_{\text{пр}}^{207} &= q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{207} = q_{\text{об}}^{207} + q_{\text{р. ф}}^{207} + q_{\text{р. а}}^{207}. \end{aligned} \quad (16.1)$$

Поделив одно равенство на другое и введя обозначения

$$\alpha_t = q_{\text{р. а}}^{207} / q_{\text{р. а}}^{206}; \quad \beta_t = q_{\text{об}}^{206} / q_{\text{об}}^{207},$$

получим (при условии $q_{\text{р. ф}}^{207} \rightarrow 0$)

$$(q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{206} - q_{\text{р. ф}}^{206} - q_{\text{р. а}}^{206}) / (q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{207} - \alpha_t q_{\text{р. а}}^{206}) = \beta_t. \quad (16.2)$$

Отсюда

$$q_{\text{р. а}}^{206} = \frac{1}{1 - \alpha_t \beta_t} [q_{\Sigma} (C_{\text{пр}}^{206} - \beta_t C_{\text{пр}}^{207}) - q_{\text{р. ф}}^{206}]. \quad (16.3)$$

Значения α_t и β_t при возрасте породы t в соответствии с моделью Гаутерманса (см. табл. 16.1) приведены в табл. 16.2. Кроме того, в работе [8] параметр β_t , а также $q_{\text{р. ф}}^{206}$ рекомендуется определять графическим способом, проводя графическую корреляцию (рис. 16.5) произведений $q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{206}$ и $q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{207}$ по 15—20 пробам, отобраным в нормальном поле, где составляющая $q_{\text{р. а}}^{206} = 0$. В этих условиях выражение (16.3) принимает вид уравнения прямой:

$$q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{206} - \beta_t q_{\Sigma} C_{\text{пр}}^{207} + q_{\text{р. ф}}^{206}. \quad (16.4)$$

Отрезок на оси ординат, отсекаемый корреляционной прямой линией, определяет фоновую концентрацию $q_{\text{р. ф}}^{206}$, а значение $\text{tg } \varphi = \beta_t$.

Используя равенство (1.50), определяют по значению $q_{\text{р. а}}^{206}$ (мас. %) содержание древнего урана возрастом t , имевшегося в по-

Т а б л и ц а 16.2. Значение параметров α_t и β_t [см. равенство (16.3)]

t , млрд. лет	α_t	β_t	t , млрд. лет	α_t	β_t	t , млрд. лет	α_t	β_t
0	0,0460	1,192	1,0	0,0718	1,097	2,5	0,1606	0,957
0,2	0,0499	1,174	1,5	0,0924	1,051	3,0	0,2167	0,909
0,5	0,0569	1,146	2,0	0,1209	1,003			

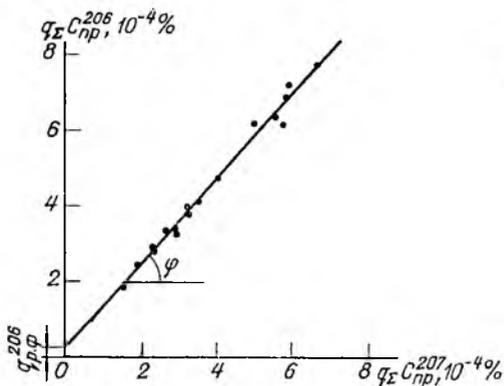


Рис. 16.5. Пример графического определения параметров β_t и $q_{р.ф}^{206}$. $\varphi = 49^\circ$; $\beta_t = \operatorname{tg} \varphi = 1,15$.

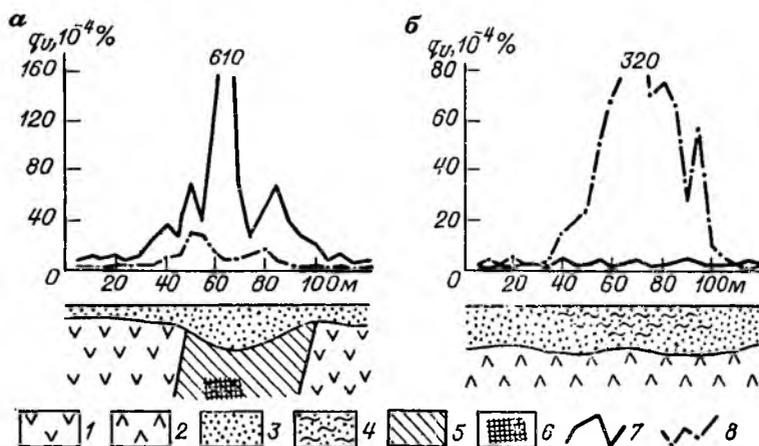


Рис. 16.6. Примеры разного соотношения древнего и современного U над рудной (а) и безрудной (б) аномалиями.

1 — фельзиты; 2 — кварцевые порфиры; 3 — рыхлые отложения; 4 — гипсоносные суглинки; 5 — зона гидротермального изменения пород; 6 — урановое оруденение; графики содержания урана: 7 — древнего, 8 — современного.

роде или руде в момент формирования оруденения. Рабочая формула имеет вид

$$q_{Удр} = q_{р.а}^{206} \frac{A_U}{A_{Pb}} \frac{1}{e^{\lambda_U t} - 1} = 1,155 \frac{q_{р.а}^{206}}{e^{\lambda_U t} - 1}. \quad (16.5)$$

Пример резкого различия концентраций древнего и современного U в коре выветривания, развивающейся над высокорadioактивными эффузивами, приведен на рис. 16.6. Содержание древнего урана составляет здесь $(2 \div 5) \cdot 10^{-4} \%$, современного — до 0,03 %.

Отсутствие древнего U свидетельствует о том, что аномалия вызвана современными солевыми аккумуляциями U на геохимическом барьере (см. разделы 12.1 и 12.4) и поискового интереса не представляет.

Слабой стороной рассмотренной методики является неопределенность возраста t урановой минерализации. Чтобы найти содержание аномальной радиогенной составляющей свинца ^{206}Pb , надо знать значение t (см. табл. 16.2). Правда, по данным этой же таблицы видно, что ошибка в значении t до 0,2—0,3 млрд. лет мало меняет результат расчета q_U .

При большом объеме работ для снижения погрешности анализа следует по отдельным хорошо сохранившимся образцам с достаточно высоким содержанием U находить возраст t масс-спектральным методом с привлечением способа изохрон (см. раздел 1.7).

Основными причинами погрешности определения возраста t и содержаний древних U и Th в пробах являются [59]: 1) погрешность анализа; 2) некорректность поправки на первичный свинец; 3) незамкнутость минеральных систем относительно Pb, U, Th. Выбор проб для анализа, организация работ, обработка и интерпретация данных должны выполняться так, чтобы проявления указанных мешающих факторов были минимальными.

16.2. Методы радиационных дефектов

Методы радиационных дефектов (РД) основаны на пропорциональной зависимости между дозой ионизирующего излучения, полученной минералом за геологическое время t , и теми или иными изменениями в его кристаллической решетке, возникающими вследствие облучения.

В реальных кристаллах есть нарушения периодичности строения решетки — дефекты: а) точечные — вакансии, междуузельные атомы, атомы изоморфных примесей; б) линейные — дислокации, треки тяжелых частиц; в) поверхностные — поверхности кристаллов, границы фаз; г) объемные — инородные включения, газовые пустоты.

Радиационные дефекты, возникающие под действием ионизирующих излучений, — это точечные непримесные дефекты типа вакансий и междуузельных атомов, образованные путем смещения атомов или ионов из узлов решетки. Наличие радиационных дефектов вызывает следующие нарушения в минералах: 1) изменение окраски; 2) появление плеохроических колец и двориков; 3) переход в метамиктное состояние и возникновение радиальных микротрещин; 4) появление люминесценции и термолюминесценции; 5) возникновение и усиление парамагнитных свойств. Эти изменения свойств под действием ионизирующих излучений так или иначе используются для изучения и поисков радиоактивного оруденения.

Наиболее примечательное изменение физических свойств горных пород под влиянием радиации — это возникновение в некоторых диамагнитных минералах парамагнитных центров, которые в переменном магнитном поле вызывают электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), характеризующийся резонансным поглощением электромагнитной энергии. Способность к формированию радиационных парамагнитных центров (РПЦ) отмечена у кристаллов кварца, полевых шпатов, кальцита, апатита, циркона и некоторых других минералов. Однако наиболее простые и устойчивые спектры ЭПР отмечены у кварца. Поэтому именно кварц выбирают в качестве объекта изучения в методе ЭПР, тем более что этот минерал широко распространен в земной коре и часто связан парагенетически с урановой минерализацией.

В облученных кварцах установлено четыре типа непримесных РПЦ, названных E -центрами [36]: E_1 , E_2 , E_3 , E_4 . Основной тип E -центров — это E_1 , связанный с вакансией кислорода. Он может быть в трех состояниях: а) лишен электронов — E_1^0 , б) имеет один электрон — E_1' , в) имеет два электрона — E_1'' . Центры типа E_1' парамагнитны, центры E_1^0 и E_1'' непарамагнитны, однако под действием непродолжительного нагревания кристаллов кварца до $t^\circ = 200 \pm 300$ °С возможны переходы непарамагнитных центров E_1'' в парамагнитные центры E_1' , причем коэффициент термической активации кварца, характеризующий возрастание плотности РПЦ при нагревании, может достигать 5—10 и более. В связи с этим при подготовке проб к анализу предусмотрено нагревание их до $t^\circ = 300$ °С в течение 20 мин.

В кварцах центры E_1' в основном (70—90 %) приурочены к поверхностным зонам зерен, центры E_1'' распределены по зерну равномерно. В связи с этим высказано предположение [36], что центры E_1' связаны с воздействием α -частиц на кристаллы SiO_2 ; центры E_1'' — с воздействием β -частиц и γ -квантов.

Концентрацию парамагнитных центров в кварце выражают в единицах РПЦ/г SiO_2 или в относительных единицах; принято, что 1 отн. ед. = $2 \cdot 10^{14}$ РПЦ/г.

Время жизни E_1 -центров зависит от температуры окружающей среды.

Среднее время τ жизни E_1 -центров

Температура, °С	20	50	70	100	150	300
Значения τ , лет	10^{11}	10^{10}	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^3$	0,002

В условиях гипергенеза, где $t^\circ \leq 50$ °С, практически нет потери РПЦ, однако при температуре $t^\circ \geq 100$ °С время жизни E_1 -центров весьма ограниченное. При длительном отжиге кристаллов при $t^\circ \approx 300 \div 400$ °С информация о поглощенной дозе излучения стирается и началом отсчета новых сведений будет время окончания термального воздействия.

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Метод ЭПР основан на эффекте Зеемана, который заключается в том, что при введении парамагнитной частицы с квантовым числом J в по-

стоянное магнитное поле H_0 ее основной энергетический уровень расщепляется на $2J + 1$ подуровней, отделенных друг от друга интервалами энергии

$$\Delta E = g\beta H_0, \quad (16.6)$$

где β — единица атомного магнетизма (магнетон Бора); $g = 2,0023$ — фактор спектроскопического расщепления для свободного электрона.

Когда магнитный момент парамагнитных частиц обусловлен лишь спином электрона (как в случае РПЦ), то в статическом поле H_0 электроны разбиваются на две группы с энергиями $(-1/2)g\beta H_0$ и $(+1/2)g\beta H_0$ при соотношении числа электронов на верхнем и нижнем подуровнях

$$N_1/N_2 = e^{-h\nu/KT}, \quad (16.7)$$

где K — постоянная Больцмана; T — температура, К.

Если на эту систему накладывается переменное магнитное поле $H_1 \perp H_0$ с частотой колебаний ν , то происходит переход электронов с одного подуровня на другой, причем в процессе перехода с нижнего подуровня на верхний электромагнитная энергия поглощается, а при обратном переходе излучается. Вероятность этих процессов одинакова, но так как по выражению (16.7) населенность нижнего подуровня (N_2) больше, чем верхнего (N_1), то в итоге происходит поглощение энергии. Условие резонанса имеет вид

$$h\nu = \Delta E = g\beta H_0. \quad (16.8)$$

Поглощенная энергия пропорциональна концентрации парамагнитных центров в изучаемой пробе. Простейшие интегральный и дифференциальный спектры ЭПР показаны на рис. 16.7, а, б. В современных спектрометрах регистрируются производные линий резонансного поглощения (рис. 16.7, в). Параметрами аппаратурных спектров ЭПР являются площадь кривой поглощения, ее ширина ΔH и размах экстремальных точек I .

В качестве стандартной аппаратуры в методе ЭПР используют радиоспектрометры (рис. 16.8). Переменное магнитное поле сверхвысокой частоты (СВЧ) создается клистронным генератором, представляющим собой сверхвысокочастотную электронную лампу. СВЧ-колебания по волноводу (состоящему из ферритового вентиля, пропускающего энергию только в прямом направлении, аттенюатора, регулирующего электрическую мощность, и согласователя) подаются в рабочий резонатор с анализируемой пробой, находящийся в поле электромагнита напряженностью H_0 .

Как следует из равенства (16.8), резонансное поглощение энергии пробой можно наблюдать либо при изменении частоты СВЧ-поля при постоянном значении H_0 , либо путем изменения поля электромагнита H_0 при постоянной частоте ν СВЧ-поля. Чаще используется второй способ регистрации спектра ЭПР. В этом случае медленно

Рис. 16.7. Схематиче-
ские интегральный (а) и
дифференциальный (б)
спектры поглощения
ЭПР и реальный спектр
поглощения поликрис-
таллического кварца (в).

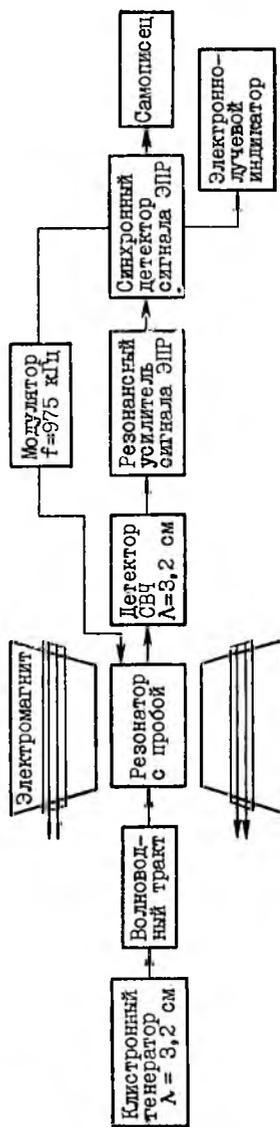
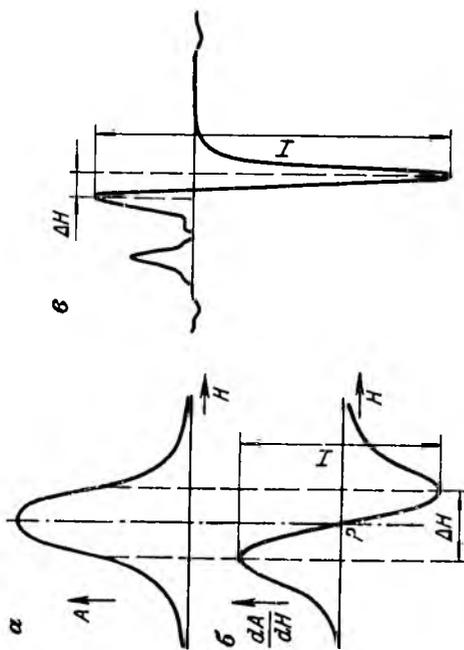


Рис. 16.8. Структурная схема радиоспектрометра ЭПР.

изменяют магнитное поле вблизи значения H_0 с амплитудой, большей полуширины линии поглощения ΔH (см. рис. 16.7, б). В режиме резонанса происходит поглощение пробой СВЧ-энергии, которое фиксируется СВЧ-детектором. Для увеличения мощности сигнала и преобразования функции поглощения $A(H)$ в ее производную dA/dH используют метод двойной модуляции магнитного поля, заключающийся в том, что медленно меняющееся магнитное поле H_0 модулируется полем с частотой 975 кГц и амплитудой в несколько раз меньшей полуширины линии поглощения ΔH в спектре ЭПР. Глубина модуляции пропорциональна производной функции поглощения.

Модулированная по амплитуде электромагнитная волна поступает на СВЧ-детектор, затем на резонансный усилитель сигнала ЭПР, синхронный детектор с опорной частотой 975 кГц и, наконец, на регистратор (электронно-лучевой или самописец).

Диаграммы ЭПР служат для определения концентрации радиационных парамагнитных центров (РПЦ) путем сравнения амплитуд I аппаратного спектра ЭПР (см. рис. 16.7, в) пробы и стандартного образца с известной концентрацией E_1 -центров в 1 г вещества $q_{E_1, CO}$ и массой M_{CO} . В одинаковых условиях анализа концентрация парамагнитных центров в пробе (РПЦ/г)

$$q_{E_1, пр} = q_{E_1, CO} (I_{пр}/I_{CO}) (M_{CO}/M_{пр}). \quad (16.9)$$

В качестве СО используют препарат типаДФПГ, обычно имеющийся в комплекте радиоспектрометра, или предварительно исследованную рудную пробу.

Если эффект ЭПР выражают в относительных единицах, то относительная концентрация РПЦ (отн. ед.) имеет значение

$$\eta_{E_1, пр} = q_{E_1, пр}/K, \quad (16.10)$$

где K — цена одной относительной единицы ($2 \cdot 10^{14}$ РПЦ/г).

Методика полевых работ. Пробы пород и руд массой 200—500 г отбирают из коренных пород и рыхлых отложений автохтонного типа по профилям, пройденным вкрест простирания рудоконтролирующих структур, а также в эпицентрах радиометрических и радиогеохимических аномалий, в горных выработках, вскрывающих оруденение или аномальные проявления радиоактивности. Пробу дробят до крупности зерна 0,5 мм, промывают, просушивают и под биноклем отбирают из нее зерна кварца $\leq 0,5$ мм. Имеются упрощенные полевые методики, основанные на изучении спектра ЭПР проб породы. Эти методики не предусматривают отбор кварца, но обязательно включают удаление магнитной фракции.

Пробу до краев насыпают в стандартный стаканчик и помещают в резонатор (см. рис. 16.8). Дифференциальный спектр ЭПР регистрируется на ленте самописца и может быть оценен визуально на экране осциллографа. Отсчеты I (см. рис. 16.7, в) снимают с первого наиболее интенсивного полярного пика.

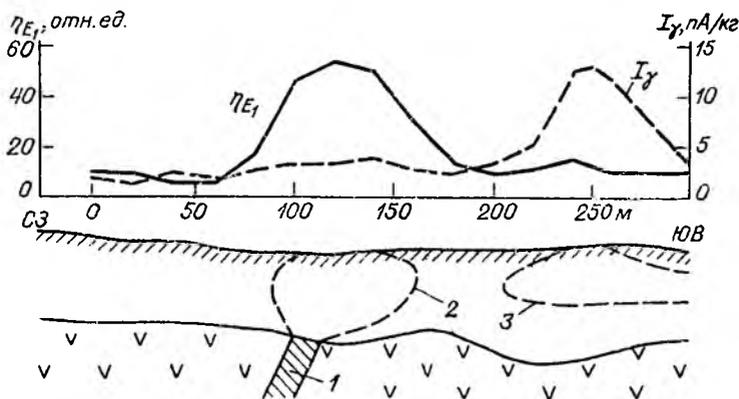


Рис. 16.9. Пример аномалий метода РД над древним ореолом U и молодыми аккумуляциями U и Ra.

1 — рудное тело; 2 — древний ореол U; 3 — современные аккумуляции U и Ra в загипсованных глинах.

Данные ЭПР используют: 1) для расчета содержания исходного (древнего) урана и, следовательно, для обнаружения урановых палеоореолов; 2) для целей геохронологии. В первом случае используют зависимости $\eta(q_U)$ концентрации E-центров в кварце от содержания U в породе или руде, установленные эмпирически для изучаемого на локальной площади одновозрастного оруденения. Определив концентрацию РПЦ в пробе, по диаграмме $\eta(q_U)$ находят исходное содержание $U_{др}$.

График распределения содержания исходного урана для примера показан на рис. 16.9. В средней части профиля методом РД выявлен четкий палеоореол, отмеченный весьма слабыми значениями γ -поля. Наоборот, в конце профиля интенсивная γ -аномалия, связанная с вторичной аккумуляцией U и Ra, никак не проявлена на графике исходного урана.

Геохронологические возможности метода РД реализуются лишь в том случае, если в пострудный период не существовало геохимических и термических условий, приводящих к выносу U и отжигу РПЦ. Наилучшие результаты метод РД дает при определении возраста молодого оруденения — от 1 до 10—15 млн. лет, — когда фактически неприменим для нахождения t свинцовый метод.

Факторы, влияющие на результаты метода ЭПР, можно разделить на две группы: геолого-геохимические и аппаратурные. К геолого-геохимическим относятся: 1) термальные геологические процессы, приводящие к полному или частичному отжигу дефектов; 2) присутствие в пробах железа (Fe^{2+} и Fe^{3+}), искажающего спектр ЭПР кварца и других минералов; 3) выветривание, приводящее к нарушению первичной структуры минерала и к частичному уничтожению парамагнетизма; 4) наличие Th (урановый эквивалент

Th при формировании РПЦ равен около 0,35). К аппаратурной группе факторов относятся: 1) изменение режима питания; 2) погрешность аттестации стандартного образца; 3) акустические помехи (нужна тишина).

Наиболее опасны помехи геолого-геохимической группы, особенно наличие железа. Ширина аппаратурной линии Fe в десятки раз превышает полуширину ΔH линии кварца. Поэтому даже при небольшом содержании Fe спектр ЭПР кварца и других минералов записывается на широкой ветви кривой ЭПР железа, амплитуда сигнала падает. Поэтому на успех применения и на широкое внедрение метода РД в модификации ЭПР можно рассчитывать лишь в том случае, если анализу будет подвергаться кварц, отобранный из проб породы и обработанный в горячей кислоте для удаления магнитных пленок (если они имеются).

Глава 17

ПРИНЦИПЫ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СЪЕМОК

Единая геолого-геохимическая природа источников ионизирующих излучений (см. табл. 17.1), регистрируемых при выполнении любых радиометрических съемок, позволяет сформулировать единый принцип обработки и интерпретации комплексной радиометрической информации. Это — выявление характерных признаков источников аномальной радиоактивности; выделение аномалий, оценка их генетической природы по комплексу геологических, геохимических и радиометрических признаков; выявление аномалий I группы, связанных с рудными телами или их ореолами рассеяния; прогнозная оценка ресурсов полезного ископаемого.

Значительное место в этой главе уделено математическим методам обработки и интерпретации комплексной информации, в первую очередь получаемой при выполнении γ -спектральных съемок.

17.1. Цели и задачи интерпретации. Общие положения

В задачу интерпретации радиометрических данных входят: а) анализ физико-геологических факторов, влияющих на структуру аномального поля; б) определение генетической природы региональных и локальных аномалий и выявление рудных аномалий, связанных с урановым оруденением; в) определение линейной и площадной продуктивности U в пределах рудных аномалий и прогнозная оценка запасов U ; г) выделение (в сочетании с другими геолого-геофизическими данными) границ участков для детальных исследований и мест заложения скважин и горных выработок; д) получение данных к подсчету запасов U , Th, K.

Из-за малой проникающей способности ионизирующих излучений уверенная количественная интерпретация, связанная с расчетами линейных и объемных запасов U , возможна лишь там, где информация идет с представительного горизонта автохтонных отложений или с горизонта опробования рудных тел. Это в первую очередь относится к результатам глубинной и реже шпуровой съемок (главы 11 и 12), рудного каротажа (глава 18), радиометрического опробования (глава 19). Данные других методов (аэро-, авто-, пешеходная, подводная γ -съемки, эманационная съемка), получаемые при изучении земной поверхности, в сильной мере зависят от генетических особенностей и состава рыхлых отложений и от современной ландшафтно-геохимической ситуации. Для количественной оценки прогнозных запасов U эти данные малонадежны, хотя в принципе проведение таких оценок по результатам, например, пешеходной и автомобильной γ -съемок не исключается.

Ниже приведены некоторые исходные положения для разработки методики интерпретации радиометрических данных.

1. Анализируемый материал несет черты случайных событий [55]. Случайными относительно искомым рудных тел являются контуры исследуемого участка, расположение профилей и точек по профилям, мощность и состав рыхлых отложений, статистические погрешности измерений и т. д. Следовательно, результаты измерений на участке съемки надо рассматривать как реализации случайного процесса. В связи с этим для оценки амплитуды аномалий, градиента поля, уровня фона (и т. п.) необходимо применять вероятностно-статистические методы [3, 4].

2. На стадиях съемочных и поисковых работ в масштабах 1 : 200 000—1 : 50 000, когда неизвестны конкретные признаки, контролирующие оруденение, из-за отсутствия априорной информации следует шире развивать способы интерпретации, базирующиеся на вероятностно-статистическом анализе информации, заключенной в измеренных полях [3]. Это в первую очередь относится к результатам аэрогамма-съемки.

3. В процессе радиометрических съемок фиксируют физические поля ионизирующих излучений (γ , β , α , n). Но источником излучения является геохимическое поле рассеяния естественных радиоактивных элементов в твердой, жидкой и газовой фазах на поверхности земли (воздушные, автомобильные, пешеходные γ -съемки) или на горизонте пород, вскрываемом горной выработкой (шпуровая, глубинная, подводная γ -съемки, эманационная съемка, γ -картаж). Как показано в разделе 7.9, поисковая глубинность радиометрических методов соответствует глубинности геохимических исследований. При поисках изучаются не сами рудные объекты, а их первичные и вторичные ореолы. Следовательно, интерпретация радиометрических съемок должна строиться с учетом принципов и опыта интерпретации результатов геохимических съемок [27, 54], и в первую очередь с учетом конкретной ландшафтно-геохимиче-

ской обстановки, определяющей рассеяние, пути миграции и вторичную аккумуляцию радионуклидов и, следовательно, появление широкого спектра радиометрических аномалий.

4. Объективная интерпретация должна опираться на заранее выработанную физико-математическую модель геологической среды. Значение такой модели, нередко меняющейся в процессе интерпретации, особенно важно на стадиях детальных поисков и поисково-оценочных работ, когда решается вопрос промышленной значимости рудных аномалий. С учетом такой модели выбирают систему обработки первичной информации.

5. В целях усиления надежности интерпретации наряду с радиометрическими признаками рудных и нерудных аномальных объектов используют геологическую, геофизическую, геохимическую информацию. Методика комплексной интерпретации в известной мере формулируется еще при выборе комплекса поисково-съёмочных работ. В свою очередь комплекс методов выбирают исходя из потребностей наиболее полной и экономически оправданной интерпретации.

6. Комплексность интерпретации подразумевает также получение наиболее полной информации о полезных ископаемых. В связи с этим результаты радиометрических съёмок должны использоваться не только для поисков радиоактивных руд, но и для выявления нерадиоактивных полезных ископаемых, имеющих парагенетическую или пространственную связь с радионуклидами.

Ниже на основе обобщенной классификации источников радиометрических аномалий и физико-геологической модели уранового месторождения рассмотрены методические приемы решения основных задач интерпретации: выделение перспективных площадей, выявление и оценка рудных проявлений, опробование радиоактивных руд (см. главы 18 и 19).

17.2. Физико-геологическая модель уранового месторождения. Классификация источников аномальной радиоактивности

Под физико-геологической моделью [7] объекта радиометрических поисков понимается совокупность абстрактных рудных тел с гипотетическими первичными и вторичными ореолами; форма и размеры тел, а также взаимное их расположение в пространстве, физические свойства, положение в разрезе горных пород с той или иной степенью приближения отражают обобщенные реальные геологические условия.

Физико-геологическая модель формируется на основе сведений об имеющихся в регионе рудных объектах. Процесс создания модели включает следующие операции:

1) сбор сведений и формулирование обобщенных представлений о форме и размерах рудного узла, включающего группу месторождений; о форме и размерах рудного поля отдельного месторождения;

о форме и размерах имеющего промышленное значение рудного тела;

2) изучение радиоактивности и других физических свойств (магнитных, электрических, гравитационных) руд и вмещающих пород; выявление признаков древнего возраста урановой минерализации, как, например, наличие радиогенных изотопов Pb (см. раздел 16.1), радиационные дефекты в кварцах, термолюминесценция (см. раздел 16.2), присутствие гелия в водах и подпочвенном воздухе в пределах рудного поля месторождения;

3) определение осредненных параметров первичных и вторичных ореолов и потоков рассеяния, учитываемых в гипотетических расчетах этих геохимических объектов;

4) аппроксимацию рудных проявлений абстрактными телами простой формы, пространственное размещение тел на плоскости и в разрезе с учетом состава и средних значений мощности покровных отложений;

5) расчет первичных и вторичных ореолов рассеяния в твердой, жидкой и газовой фазах как над отдельными рудными телами, так и над месторождением в целом с учетом выявленных в регионе средних статистических параметров рассеяния;

6) расчет аномальных физических полей над рудными телами и над рассчитанным геохимическим полем рассеяния;

7) анализ полученных характеристик аномальных тел для целей комплексной интерпретации полевых съемок и для выбора комплекса поисковых методов.

Полиморфная физико-геологическая модель позволяет лучше представить обобщенную картину аномального поля над рудным объектом, особенности проявления поля на горизонте исследования, сформулировать главные поисковые признаки оруденения, уточнить комплекс основных и вспомогательных поисково-оценочных методов.

Приведенная схема формирования физико-геологической модели урановых объектов возможна в рудных регионах с хорошо выраженными поисковыми признаками, где известны промышленные месторождения урана. В новых районах модель создают методом последовательных приближений [7], совершенствуя ее по мере накопления знаний о рудном объекте, широко используя механизм обратных связей.

В природных условиях наряду с классом урановых рудных аномалий формируется многочисленный класс безрудных радиометрических аномалий, связанных с вторичной аккумуляцией U и Th в корках выветривания и аллохтонных отложениях, а также с выходами на земную поверхность высокорадиоактивных образований, с локальными изменениями физических свойств пород и с источниками неурановой природы (табл. 17.1). Моделирование подобных процессов представляет не меньший интерес, чем построение физико-геологической модели месторождения, ибо доля радиомет-

рических аномалий, не связанных с урановым оруденением, по числу значительно превышает класс рудных аномалий.

В табл. 17.1 приведена генетическая классификация источников аномальной радиоактивности, регистрируемой при поисках урановых месторождений. Ориентировочное соотношение выделенных четырех типов источников составляет: в аридных условиях — 1 : 10 : 5 : 2; в гумидных — 1 : 2 : 5 : 2. Класс рудных аномалий формируется только за счет источников первого типа. Однако большинство признаков рудных аномалий тождественны признакам некоторых групп безрудных аномалий. Поэтому оценка аномалий проводится не всегда однозначно. Надежность оценки возрастает при комплексном изучении аномальных участков радиометрическими, геологическими, геофизическими и геохимическими методами (см. раздел 17.5).

Наряду с радиоактивными рудами объектами радиометрических поисков являются нерадиоактивные полезные ископаемые, парагенетически или пространственно связанные с радиоактивными элементами (табл. 17.2). В этих объектах радиоактивные элементы встречаются в небольших (надкларковых) концентрациях, достаточных, однако, для обнаружения их радиометрическими съемками как индикаторов нерадиоактивных руд [2].

При построении физико-геологической модели для использования радиоактивных методов на таких объектах определяющими исходными параметрами являются:

- 1) приуроченность оруденения к определенным комплексам изверженных, метаморфических и осадочных пород с аномальной радиоактивностью (I_{γ} , U, Th, K) и связь оруденения с тектоникой;
- 2) характер связей (постоянная, частая, редкая, отсутствует, см. табл. 17.2) радиоактивных (U, Th, K) и нерадиоактивных элементов, наличие корреляционных зависимостей между этими элементами;
- 3) генетический тип месторождения и последовательность выделения радиоактивных и нерадиоактивных минералов;
- 4) особенности поведения U, Th, K в рыхлых отложениях относительно поведения нерадиоактивных рудных компонентов.

17.3. Выделение аномалий

Радиометрическая аномалия — это локальный участок земной коры, отличающийся геологической или геохимической неоднородностью, где регистрируемые параметры поля ионизирующих излучений превышают уровень флуктуации [см. формулы (17.1) и (17.2)] нормального (фонового) поля или где нарушается характер типичных для фона корреляционных связей между элементами.

За нормальный фон I_{ϕ} принимают среднюю амплитуду сравнительно спокойного поля, типичного для всего съемочного планшета. При наличии тренда фон определяет осредненная тренд-поверхность,

Т а б л и ц а 17.1. Классификация источников радиометрических аномалий при

Типы источников аномалий радиоактивности	Генетическая группа источников	Ландшафтная зона	Амплитуда в превышении над фоном	
			I_{γ} , пА/кг	q_U , 10^{-4} %
I. Урановое оруденение различного масштаба	1. Рудные тела и первичные ореолы	Любая	3—100 и более	50—1000 и более
	2. Слабая эндогенная минерализация в коренных породах	Любая	2—20	20—300
	3. Вторичные ореолы и потоки рассеяния	Аридная, семиаридная Гумидная	2—10 и более 1—10	10—100 и более, $Th/U \leq 1$ 5—100
II. Вторичные аккумуляции U и Ra	1. Инфильтрации в линейных корях выветривания (щелочно-сорбционные геохимические барьеры)	Аридная, семиаридная	3—100 (2—5 в аллохтоне)	20—1000, $Th/U < 1$, $U/K > 5$
	2. Инсоляции в площадных корях и отложениях аллохтона (древний испарительный барьер)	Аридная, семиаридная	2—10 и более	20—100 и более, $Th/U < 1$
	3. Современные аккумуляции в такырах и солончаках (современный испарительный барьер)	Аридная, семиаридная	2—5	10—50, $Th/U < 2$, $U/K > 5$
	4. Ореолы и потоки вблизи массивов кислых и щелочных пород (щелочно-глевый барьер)	Гумидная, семиаридная	1—3	10—25, $Th/U < 3$, $U/K > 2$

* Элементы-спутники U: на эндогенных месторождениях — Mo, Pb, вторичных аккумуляциях — Mo, Cs, B, As, Sr.

** Благоприятные геологические признаки: на эндогенных месторождениях преимущественно кислого и щелочного состава; 2) проявленное на больших площадях (например, базальт-диаритовые формации); 3) наличие длительно развивающихся зон тектонических нарушений, кольцевых структур; 4) интенсивно проявленные гидротерметасоматоз, кислотное выщелачивание; 5) сильно дифференцированное распределение цемых толщ и общая зараженность их ураном; 2) развитие зон пластового окисления онов HCO_3^- и SO_4^{2-} в водах; 4) единая направленность длительной миграции вод.

поисках урановых руд

Сложность строения поля	Размеры и форма аномалий	Эффект РД и изотопы Рb	Элементы-спутники урана*	Геологические признаки
Сложное	Локальные, в пределах обнажений	Не учитываются	Есть	Благоприятные**
Среднедифференцированное	Поля пятнистого строения в обнажениях и автохтонных осадках	Возможны	Возможны	Слабо выраженные зоны привноса U
Сложное и среднедифференцированное	От десятков до сотен метров, изометричные и вытянутые	РД четко проявлены, $^{208}\text{Pb} \geq (2 \div 5) \times 10^{-4} \%$	Есть	Благоприятные
Сложное и среднедифференцированное	От десятков до сотен метров, вытянутые	РД нет или слабые, ^{208}Pb возможен	Возможны	Породы часто обогащены органикой и Fe^{2+}
Среднедифференцированное	От единиц до сотен метров, изометричные	Нет	Возможны	Повышенные глинистость и загипсованность
Средне- и слабо дифференцированное	От десятков до сотен метров, иногда широкие поля	Нет	Нет	Повышенные глинистость и загипсованность
Слабо дифференцированное	Поля пятнистого строения	Возможны	Возможны	Аномалии в местах разгрузки трещинных вод

As, F, P, V, Cu, Ag; на экзогенных — As, Se, Ge, Te, Hg, Sb, Mo, Pb, Zn; во

ния х — 1) широкое развитие сложно дифференцированных геологических комплексов переслаивание толщ пород, контрастных по параметрам кислотности и щелочности глубинных разломов, брекчирования, дробления, оперяющих трещин, узлов пересечения маляно-метасоматические низко- и среднетемпературные изменения пород (щелочной U и его спутников; на экзогенных месторождениях — 1) наличие прони- и смены окислительно-восстановительных условий; 3) повышенные содержания U и ани-

Продолжение табл. 17.1

Типы источников аномалий радиоактивности	Генетическая группа источников	Ландшафтная зона	Амплитуда в превышении над фоном	
			I_{γ} , пА/кг	q_U , 10^{-4} %
	5. Аккумуляции в заболоченных депрессиях и в присклоновых болотах (сероводородно-глеевый барьер)	Гумидная, семиаридная	1—3	10—25, Th/U < 2
	6. Аккумуляции в гумусовидных донных осадках водотоков (сорбционный барьер)	Гумидная, семиаридная	1—5	10—50, Th/U < 1
	III. Коренные породы повышенной радиоактивности	1. Массивы кислых, субщелочных и щелочных пород	Любая	2—8
2. Породы, обогащенные углистым веществом, органикой, фосфором		Любая	2—5	10—50 Th/U ≤ 2, U/K ≥ 2
IV. Источники неурановой природы	1. Скопления Th любого происхождения (без U)	Любая	2—100 и более	5—50, Th/U > 10, U/K = 1÷3
	2. Зоны привноса K (без аномального U)	Любая	1—2	1—5, Th/U=3÷5, U/K < 1
	3. Локальные изменения эманирования, плотности, пористости пород	Любая	I_{γ} -фон; Rn, Тп 50—400 Бк/л	U, Th, K фон
	4. Скопления продуктов атомного взрыва	Любая	1—5	U, Th, K фон

* Элементы-спутники U: на эндогенных месторождениях — Mo, Pb, вторичных аккумуляциях — Mo, Cs, B, As, Sr.

Сложность строения поля	Размеры и форма аномалий	Эффект РД и изотопы Рb	Элементы-спутники урана*	Геологические признаки
Слабо дифференцированное	Пятна и цепочки вдоль кромок болот	Нет	Возможны	Аномалии в местах разгрузки подземных вод
Слабо дифференцированное	Разных размеров и формы	Нет	Возможны	Аномалии в местах замедленного течения воды
Средне- и слабо дифференцированное	Поля, тяготеющие к обнажениям и глыбовому деловию	Не изучаются	Не изучаются	Аляскитовые граниты, мигматиты, сенинты, гранитогнейсы
Средне- и слабо дифференцированное	Поля пятнистого строения в обнажениях и автохтонных осадках	РД слабые	Возможны	Углистые и углисто-кремнистые сланцы, известняки
Сложное и среднедифференцированное	От локальных аномалий до широких полей	Не изучаются	Не изучаются	Щелочные породы, россыпи, латериты
Слабо дифференцированное	От десятков до сотен метров, обычно вытянутые	Не изучаются	Не изучаются	Глаукониты, зоны адуляризации, серицитизации
Слабо дифференцированное	От единиц до десятков метров (дорожные аномалии), до сотен метров (зоны дробления)	Нет	Нет	Тектонические нарушения, дороги, тропы
Средне- и слабо дифференцированное	Пятнистое строение (мохолишайники, места стоянки животных)	Нет	Нет	Существуют после атомных взрывов несколько лет

As, F, P, V, Cu, Ag; на экзогенных — As, Se, Ge, Te, Hg, Sb, Mo, Pb, Zn; во

Т а б л и ц а 17.2. Месторождения полезных ископаемых, имеющие парагенетические ассоциации с радионуклидами (по материалам В. П. Воробьева)

Тип (класс) месторождений	Вмещающие породы (околорудные метасоматиты)	Полезные ископаемые	Рудные формации	Парагенетические связи с радионуклидами		
				U	Th	K
Кимберлитовый	Осадочные	Алмазы	Кимберлитовая	+—	+	—
Карбонатитовый	Ультраосновные щелочные массивы (карбонатиты)	Ta, Nb, Zr, TR	Гатчеттолит-пирохлоровая	++	++	—
		TR, Nb, Zr, Ta	Колумбит-бастнезитовая	+	++	—
Альбититовый	Метаморфические породы, щелочные интрузии (фельдшпатолиты)	Nb, Ta, TR, Zr	Пирохлор-фергусонитовая	+	++	+—
	Граниты (фельдшпатолиты)	Ta, Nb, Be, Li	Колумбит-танталитовых и берилловых апогранитов	++	+	0
Скарновый	Карбонатные породы (скарны)	Mo—W	Молибден-вольфрамовая	+—	0	0
		Pb, Zn, Cu, Fe	Полиметаллическая	+—	0	0
Грейзеновый	Граниты, песчаники и сланцы, эффузивы (грейзены)	Sn—W	Олово-вольфрамовая	++	0	+—
		W—Mo	Вольфрам-молибденовая	++	0	+—
Мезотермальный	Метаморфические породы, песчаники и сланцы, магматические породы среднего состава (березиты, турмалиниты)	Au	Золото-кварцевая	+—	0	+
		Au	Золото-сульфидная	+—	0	+
	Sn, Pb, Zn	Касситерит-силикатно-сульфидная	0	+—	+	
	Cu, Mo	Медно-молибденовая (медно-порфиоровая)	+—	0	+	
	Pb, Zn, Ag	Полиметаллическая	+—	0	+	

Продолжение табл. 17.2

Тип (класс) место- рождений	Вмещающие породы (околорудные метасоматиты)	Полезные ископаемые	Рудные формации	Парагенетические связи с радио- нуклидами		
				U	Th	K
Эпитермаль- ный	Эффузивы кис- лого и среднего состава (пропи- литы, вторичные кварциты, серици- толиты)	Ag, Cu, Pb, Zn	Серебряно-по- лиметалличе- ская	+—	0	++
		Au—Ag	Золото-сере- бряная вул- каногенная	+	0	++
Телегер- мальный	Песчаники и сланцы, карбо- натные породы, эффузивы (аргил- лизиты)	Sb, Hg	Сурьмяно- ртутная	+—	0	0
Остаточный	Коры выветрива- ния	Al	Латериты	+—	++	—
Осадочный механоген- ный	Осадочные	Al	Бокситы	+—	++	—
		TR, Zr, Nb, Ta Ti	Редкометалль- ные россыпи Титановые россыпи	+	++	0
	Метаморфические	Au, U	Золотоносные конгломераты	+	+—	0
Осадочный биохемоген- ный	Осадочные	Cu, Pb, Zn	Медистые сланцы	+	0	0
		V, Mo	Ванадиенос- ные сланцы	+	0	0
		P	Фосфориты	+	0	0
Органоген- ный	Осадочные	Нефть, газ	Нефтегазонос- ная	+—	0	0
		Каустобно- литы	Буроугольная	+	0	0

Примечание. Парагенетические связи: «++» постоянные, «+» частые, «+—» редкие, «0» отсутствуют; «←» корреляционные отрицательные.

относительно которой выделяют аномалии. Дисперсия фона сла-
гается из природной дисперсии, вызываемой геологическими и
ландшафтно-геохимическими неоднородностями, и из аппаратур-
ной дисперсии, обусловленной аппаратурно-статистическими по-
грешностями измерения поля ионизирующих излучений. Во вто-
ром случае дисперсия фона может быть уменьшена применением
более совершенной аппаратуры и методики измерений. Природную
дисперсию можно учесть лишь правильным выбором модели поля

и системы обработки первичных данных, подавляющей случайные колебания поля.

Аномалии в спокойном поле, превышающие общий уровень помех, распознаются на графиках исходя из опыта, иногда с привлечением количественных критериев $3\sigma_\Phi$, если значения фона I_Φ распределены по нормальному закону, и критерия ε при логнормальном изменении I_Φ . За нижний уровень аномального сигнала, коррелирующегося на m соседних профилях с уровнем значимости 99,86 %, принимают [54]:

$$I_{a \min} = I_\Phi \pm 3\sigma_\Phi/\sqrt{m} \quad (17.1)$$

или

$$I_{a \min} = I_\Phi \varepsilon^{\pm 3/\sqrt{m}}, \quad (17.2)$$

где σ_Φ — общий стандарт; ε — стандартный множитель, вычисляемый по формуле

$$\varepsilon = \text{ant lg } \sigma_{\lg}, \quad (17.3)$$

здесь σ_{\lg} — среднее квадратическое отклонение логарифмов измеряемой величины.

Выделение слабых аномалий, соизмеримых по амплитуде со средним уровнем помех, а также выделение слабых и средних аномалий в условиях сложно дифференцированного поля требуют специальных методик и применения ЭВМ [3, 42].

К наиболее распространенным методам выделения аномалий относятся способы математической трансформации поля, основанные на частотной фильтрации аномалий. Анализируются в основном три составляющие поля: 1) низкочастотная, отвечающая региональным аномалиям; 2) среднечастотная, соответствующая локальным аномалиям; 3) высокочастотная, вызываемая помехами.

Высокочастотные составляющие исключают методами осреднения, сглаживания, пересчета полей в верхнее полупространство. Среднечастотные составляющие хорошо выделяются пересчетом предварительно сглаженного поля в производные высшего порядка, а также применением тренд-анализа (полиномиального, неполономиального либо использующего аппроксимации полей сплайн-функциями). Преимущество тренд-анализа перед другими методами состоит в том, что его можно использовать при неравномерной сети наблюдений. Из методов нелинейной фильтрации для выделения и прослеживания слабых локальных аномалий применяют метод обратных вероятностей и различные самообучающиеся системы, основанные на приемах многомерного статистического анализа.

В радиометрической разведке для подавления флуктуационных помех при наземных съемках используют тренд-анализ и некоторые разновидности скользящего среднего (арифметическое, медианное, энтропийное осреднение, скользящее окно с пошаговым статисти-

ческим анализом); при обработке аэроданных — итерационный метод, основанный на применении нелинейной фильтрации, метод линейного фильтра с изменяющимися параметрами фильтрации [3, 4], метод градиентов (см. раздел 9.7).

Одним из важных методических вопросов выделения слабых аномалий является выбор параметров преобразования поля, и в частности выбор радиуса или размера окна осреднения. Критериями выбора являются: 1) соотношение между площадью окна и локальной аномалией; 2) средний радиус взаимного влияния соседних точек планшета друг на друга (радиус автокорреляции). Чтобы локальная аномалия не оказывала заметного влияния на картину сглаженного фона, площадь окна должна превышать не менее чем в 3—4 раза площадь аномалии. Что касается взаимного влияния соседних точек сети на измеренное γ -поле в заданной точке, то тут надо учитывать и зону действия объекта (см. раздел 11.2), и дальность геохимического рассеяния. Для наземных съемок преобладает второй фактор, для воздушных — первый.

17.4. Выделение перспективных площадей

Выделение площадей под более детальное исследование на уран проводят на всех стадиях поисково-съемочных работ, однако наибольший интерес для прогноза с привлечением радиометрических данных представляют работы на стадиях региональных исследований и общих поисков.

Существует три этапа прогнозирования: подготовительный, поисковый, камеральный (прогнозный).

На подготовительном этапе собирают и обобщают материалы по следующим направлениям: 1) геологическому строению, металлогении и ураноносности; 2) лито-, гидро-, атмосферической (включая гелиевую) съемкам мелких и средних масштабов; 3) предшествующим аэрогамма-спектрометрическим и наземным радиометрическим и геофизическим работам. На основе этих данных составляют предварительную прогнозную карту, обычно в масштабе 1 : 200 000, опираясь как на общеизвестные (априорные) благоприятные признаки урановых месторождений (см. разделы 1.3; 9.4; табл. 17.1 — примечание), так и на признаки, выявленные ранее на изучаемой и соседних площадях.

На поисковом этапе осуществляют комплексное целенаправленное изучение территории. Методика строится в зависимости от масштаба работ. Так, при среднемасштабных региональных работах выполняют комплексную аэрогеофизическую съемку в масштабе 1 : 200 000 и по аэроданным выделяют участки:

- а) с повышенным геохимическим фоном ($q_U > q_{фУ} + 1,3 \sigma_{фУ}$);
- б) с дифференцированным (мозаичным) распределением U, Th, K;
- в) с благоприятными геологическими и геофизическими признаками.

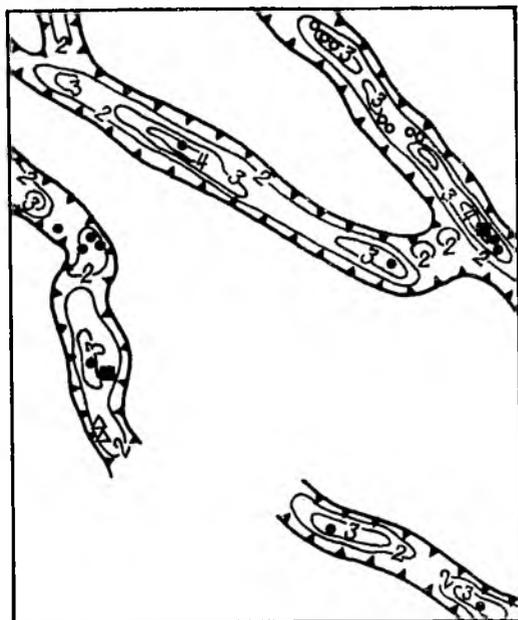


Рис. 17.1. Пример выделения перспективных ураноносных зон вероятностным способом [4].

1 — перспективные зоны; 2 — изолинии перспективности, балл; 3 — эндогенные рудопоявления U; 4 — проявления U; 5 — гипергенные проявления U; 6 — аэрогамма - спектральные аномалии с отношением $Th/U = 0,5 \div 2$.



Такие участки исследуют дополнительно отдельными маршрутами, изучают зоны развития локальных аномалий, обнаруженных текущими и предшествующими работами. По этим данным с учетом предварительной прогнозной карты, а также результатов изучения стоков малых рек и донных осадков выделяют площади для крупномасштабного (1 : 50 000) геологического картирования, составляют каталог благоприятных признаков.

Выбор признаков проводят на основе анализа положения рудных эталонов на геологической, ландшафтно-геохимической, радиометрических и геофизических картах. Так, при составлении прогнозной карты, приведенной на рис. 17.1, были выявлены следующие признаки [4]: 1) геологические — экзоконтакты гранитных интрузий, краевые части наложенных прогибов, площади развития малых интрузий и экструзий, а также кислых и щелочных эффузивов; 2) аэрометрические — области широкого развития локальных γ -аномалий, с плотностью более 15 аномалий на 100 км^2 , и краевые зоны аномальных радиоактивных полей урановой и урано-ториевой природы; 3) геофизические — краевые части кольцевых и дуговых магнитных аномалий, зоны относительно высоких значений горизонтального градиента гравитационного поля и краевые части отрицательных гравитационных аномалий.

Обработку комплексной информации с целью прогнозирования проводят вручную и с применением ЭВМ (см. раздел 17.6). Распространены две технологические схемы выделения перспективных площадей по комплексу признаков: точечная и пообъектная [4]. При точечной территорию разбивают на равные площадки, например размером 1×1 см карты, заменяют их точками, отнесенными к центру площадки, и оценивают каждую площадку (точку) по каждому из признаков по двух- или трехбалльной системе либо по параметрам отношения правдоподобия $l(x)$, количества информации $J(1 : 2; x)$, дискриминантных функций и др. [см. формулы (17.4) — (17.9)]. При пообъектном выделении таким же образом оценивают отдельные геологические объекты или геологические структуры. Результирующие карты перспективности представляют в изолиниях параметров отношения правдоподобия l [см. формулу (17.6)], количества информации J [см. формулу (17.7)] или числа баллов.

Прогнозная карта, приведенная на рис. 17.1, составлена по двухбалльной системе анализа признаков: в 1 балл оценены благоприятные признаки, в 0 баллов — незначимые. Контуры распространения признаков выносились на результирующую карту, баллы суммировались, с учетом суммы баллов проводились изолинии комплексного критерия перспективности. В итоге были оконтурены площади с известными рудопроявлениями U , а в северо-западной части планшета выделены новые.

Как отмечает А. И. Краснов [4], в слабо изученных районах не следует стремиться к чрезмерной локализации перспективных площадей. В контуры надо включать всю геологическую структуру, где имеются аномалии комплексного критерия перспективности, и прогнозирование проводить применительно к определенным генетическим типам месторождений.

17.5. Разбраковка и оценка аномалий

Поиски урановых месторождений. В табл. 17.1 выделено 4 генетических типа источников радиометрических аномалий, которые характеризуются перекрывающимися признаками в ионизирующих полях. В задачу интерпретации в целом входит выявление и оценка промышленной значимости аномалий первого типа, связанных с урановым оруденением.

Предлагается три этапа изучения аномальных площадей (табл. 17.3).

На первом этапе отбраковывают аномалии III и IV типов. Эта задача для наземных γ -съемок в основном решается в процессе γ -спектрометрической детализации аномалий, сопровождаемой геологическими наблюдениями; для воздушных съемок задача решается чаще всего в процессе статистической обработки всей совокупности информации, поставляемой аэрогеофизической стан-

Т а б л и ц а 17.3. Этапы изучения и оценки радиометрических аномалий (типы источников аномалий см. в табл. 17.1)

Этап	Задачи		Возможный комплекс исследований
	Основная	Вспомогательная	
I	Отбраковка аномалий III и IV типов	Устанавливают: а) природу радиоактивности, б) амплитуду аномалий в экстремальных точках и зонах, в) геологическую позицию участка	1. Визуальный осмотр участка и предварительные геологические наблюдения. 2. Спектрометрические определения содержания U, Th, K в экстремальных зонах аномалий, выявленных в процессе предварительной детализации при поисках (см. разделы 11.4 и 11.5). Изучаются также природа эманационных аномалий и изменение концентрации эманации с глубиной. 3. При необходимости в небольшом объеме задают и документируют неглубокие поверхностные выработки (расчистки, канавы, дудки), отбирают геохимические пробы на U и его спутники
II	Отбраковка аномалий II типа	Устанавливают: а) площадные размеры аномалии, детальную картину распределения γ -поля и содержания U, Th, K, б) геологическое строение участка, в) пространственную и генетическую связь ореолов с коренным источником, г) возраст минерализации.	1. Крупномасштабная (1 : 5000, 1 : 2000) геолого-радиометрическая съемка, преимущественно спектрометрическая (на ограниченной явно аномальной площади). 2. Радиометрические наблюдения повышенной глубинности по 1—2 интерпретационным профилям, пересекающим аномальную зону. При значительной мощности рыхлых отложений изучается вертикальный градиент аномальной составляющей (с применением легких буровых установок). 3. Отбор лито- и гидрогеохимических проб по интерпретационным профилям и анализ на U и элементы-спутники. Изучение формы нахождения U в коренных породах и рыхлых отложениях, анализ геохимического спектра элементов. 4. Предварительные геофизические наблюдения на закрытых площадях по отдельным интерпретационным профилям.

Продолжение табл. 17.3

Этап	Задачи		Возможный комплекс исследований
	Основная	Вспомогательная	
II	Отбраковка аномалий II типа	Указанные задачи в полном комплексе решаются лишь на крупных аномальных зонах неясного происхождения, имеющих потенциальные признаки промышленного оруденения	<p>5. Специальные исследования, связанные с определением возраста урановой минерализации во вторичных ореолах: актиноновая съемка, изотопно-свинцовый метод, метод радиационных дефектов, термолюминесценция.</p> <p>6. Вскрытие аномалий поверхностными горными выработками и мелкими скважинами с последующим каротажем и геологическим и геохимическим опробованием керна.</p> <p>7. Анализ полученных признаков, при необходимости с применением ЭВМ</p> <p>Примечание. Отбраковка одиночных аномалий II типа ограниченных размеров возможна на основе пунктов 2 и 4.</p>
III	Оценка целесообразности постановки разведочных работ. Дается лишь аномалиям I типа высокой перспективности	Устанавливают: а) генетический тип оруденения, б) поведение оруденения на глубину, в) масштаб и промышленную ценность участка	<p>1. Детальные геофизические съемки в помощь геологическому картированию и изучению тектоники.</p> <p>2. Крупномасштабная геолого-радиометрическая съемка на флангах аномального участка, в дополнение к этапу II, пункт 1 (всего 0,5—1,0 км²).</p> <p>3. Прогнозная оценка ресурсов U категории P₁ (см. раздел 17.7).</p> <p>4. Колоноквое бурение скважин по 1—2 профилям для прослеживания оруденения на глубину.</p> <p>5. Картаж скважин, геологическое и геохимическое опробование керна, минералогическое изучение, анализ проб</p>

цией (см. раздел 17.6); для эманационных съемок ответ получают в процессе детализации аномалий, сопровождаемой изучением природы эманации (Rn, Tn) и вертикального градиента эманационного поля.

Основными признаками породных γ -спектральных аномалий (тип III) являются: 1) почти равнозначное повышение содержаний U, Th, K; 2) приуроченность к обнажениям и крупноглыбовым россыпям; 3) слабо- и среднедифференцированное строение поля при сохранении соотношений между радионуклидами, типич-

ными для пород. Породные эманационные аномалии характеризуются преобладанием T_p над R_p или их близкими значениями и сравнительно низким вертикальным градиентом эманационного поля с быстрым выходом концентрации на асимптоту.

В ландшафтно-геохимических условиях ползукрытых территорий признаки аномалий III и IV типов нивелируются за счет разного поведения U, Th, K в рыхлых отложениях, и для решения принадлежности аномалий к этим типам требуется математическая обработка (см. раздел 17.6).

В задачу второго этапа входит отбраковка аномалий II типа с вторичными непромышленными аккумуляциями U и выделение рудных аномалий I типа. Как видно из табл. 17.1, признаки этих аномалий во многом перекрываются. Поэтому для принятия решения о принадлежности аномалии к тому или иному типу требуются дополнительные исследования, которые могут проводиться в порядке оценочных работ на аномалии либо могут включаться в последующую, более детальную, стадию изучения территории (см. табл. 6.1). Комплекс оценочных методов на втором этапе приведен в табл. 17.3. Обращается особое внимание на определение возраста урановой минерализации во вторичных ореолах. Для этого пробы, отобранные с земной поверхности и из скважин, подвергают изотопно-свинцовому анализу (см. раздел 16.1); зерна кварца из этих проб исследуют методами ЭПР и термолюминесценции (см. раздел 16.2). Нередко в пробах изучают геохимический спектр элементов-спутников урана.

Главными признаками принадлежности радиометрических аномалий ко II типу являются: 1) отсутствие заметных количеств радиогенного аномального свинца (см. рис. 16.1); 2) слабо выраженные эффекты ЭПР (см. рис. 16.9) и термолюминесценции в кварцах; 3) отсутствие связи аномальных проявлений U в рыхлых отложениях с аномальными концентрациями в породах фундамента; 4) слабое проявление гидротермально-метасоматических процессов в породах фундамента; 5) характерный для молодых аккумуляций U геохимический спектр элементов-спутников (Mo, Cs, V). Эти признаки включают в число обязательных при математической обработке информации с целью разделения аномалий I и II типов (см. раздел 17.6).

Исследования на третьем этапе обычно составляют стадию поисково-оценочных работ. Под оценку передают как отдельные аномалии, так и аномальные поля, генетически связанные с открытыми или закрытыми вторичными ореолами рассеяния. Первоочередными для изучения являются значительные по размерам участки с благоприятными геологическими признаками (см. табл. 17.1), с высокой плотностью аномальных точек гамма- и эманационного поля.

В итоге комплекса работ (см. табл. 17.3) устанавливают промышленную ценность участка и целесообразность передачи его под

предварительную разведку. Решающей информацией являются результаты буровых работ и прогнозные запасы U, подсчитанные на основе изучения представительного горизонта шпуровой или глубинной γ -съемкой.

Поиски месторождений нерадиоактивных полезных ископаемых. Среди радиометрических методов, широко используемых для поисков нерадиоактивных объектов, основное место занимает аэрогамма-съемка. Поиски проводят на больших площадях, нередко с хорошей обнаженностью. При оценке поисковых данных учитываются следующие специфические признаки и положения: 1) малая амплитуда ожидаемых рудных аномалий, особенно для месторождений мезо- и эпитептермального, биохеогенного, органогенного типов (см. табл. 17.2), соизмеримая не только с природными, но и с аппаратурными флуктуациями γ -поля; 2) недостаточная геологическая изученность территории перед началом аэрогеофизических работ; 3) отсутствие в большинстве случаев постоянных связей и четких корреляций между полезными компонентами и радиоактивными индикаторами (U, Th, K); 4) то обстоятельство, что объектом поисков нередко являются не рудные тела, а зоны гидротермальных изменений, контролирующих оруденение.

В этих условиях для выделения рудных аномалий большое значение приобретают γ -спектральные признаки, так или иначе отражающие геологическую ситуацию и историю формирования месторождения. Учитывается распределение U, Th, K не только в рудном поле месторождения, но и во вмещающих породах. Так, на грейзеновых месторождениях Sn и Sn—W центрального Казахстана рудовмещающие интрузии отличаются повышенным содержанием U и Th [соответственно $7 \cdot 10^{-4} \%$ и $(30 \div 35) \cdot 10^{-4} \%$] по сравнению с безрудными массивами [$4 \cdot 10^{-4} \%$ U, $(20 \div 25) \cdot 10^{-4} \%$ Th], а рудные зоны — высоким содержанием U [до $(25 \div 30) \cdot 10^{-4} \%$]. На месторождениях Mo—W в рудоносных интрузиях повышается содержание K, в рудах — U или U и K.

Поля золоторудных месторождений обычно обогащены калием вследствие адуляризации и серицитизации, иногда обогащены ураном и, как правило, обеднены торием. Для их выделения благоприятен параметр $F_1 = q_K q_U / q_{Th}$ (рис. 17.2). Кимберлитовые трубки хорошо распознаются по критерию $F_2 = q_{Th} / q_K$ благодаря повышенному содержанию Th и низкому содержанию K (рис. 17.3); месторождения бокситов — по высокому содержанию Th [до $(20 \div 40) \cdot 10^{-4} \%$], фосфоритов — по аномальному содержанию U [до $(30 \div 50) \cdot 10^{-4} \%$].

Наиболее благоприятными для применения радиометрической разведки являются месторождения карбонатитового и альбититового типов редких и редкоземельных металлов, а также некоторые россыпные месторождения Ti, Zr, Nb, Ta с монацитом. Все эти объекты отличаются высокими аномалиями Th [до $50 \div 60) \cdot 10^{-4} \%$], иногда Th и U при пониженном содержании K. Очень устойчива

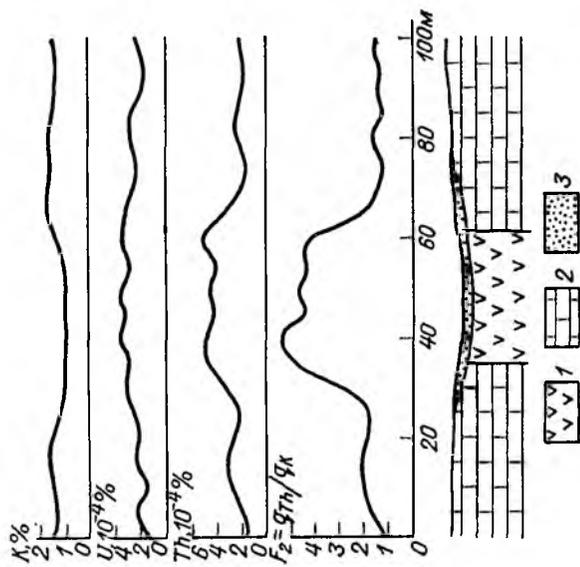


Рис. 17.3. Пример использования критерия F_2 для выделения кимберлитовых трубок.
 1 — кимберлиты; 2 — известняки; 3 — делювий.

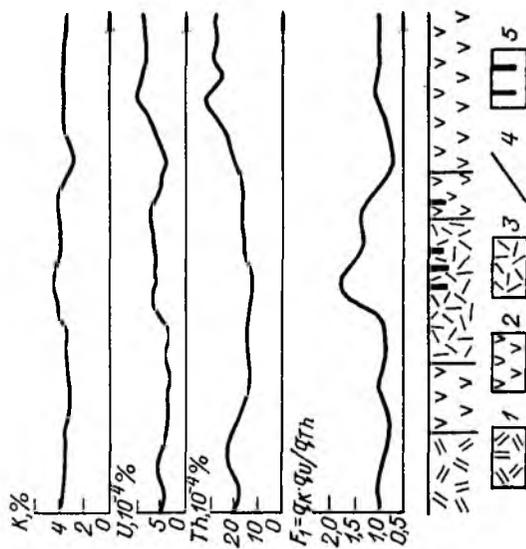


Рис. 17.2. Пример использования критерия F_1 для выделения золоторудных зон.
 1 — туфы и туфолоагы липаритов; 2 — андезиты и их туфы; 3 — кварцевые порфиры; 4 — тектонические нарушения; 5 — золоторудные зоны.

связь золото-серебряного и полиметаллического оруденения вулканогенного типа с интенсивными аномалиями К (до 6—8 %), иногда U при фоновом содержании Th.

17.6. Математические методы обработки и интерпретации комплексной информации

В основу выделения рудных аномалий и перспективных площадей положена теория распознавания образов, включающая в первую очередь теорию статистических решений. Классификация методов распознавания приведена на рис. 17.4. Их сущность достаточно подробно изложена в работах [3, 4, 42]. Методы распознавания включают две группы: 1) с обучением на эталонных объектах; 2) самообучения. В первом случае решения принимают на основе аналогий распознаваемого и эталонного объектов. Такая система обработки наиболее эффективна в тех ситуациях, когда эталонные и распознаваемые объекты достаточно равномерно распределены на изучаемой территории. В отсутствие эталонных объектов привлекают такие алгоритмы, которые сами обучаются принятию решений.

Главными направлениями анализа комплексной информации являются логические методы распознавания образов; вероятностно-статистические методы, основанные на применении факторного и регрессионного анализа и методов проверки статистических гипотез, и эвристические методы.

В радиометрической разведке первоначально развивались методы распознавания образов с обучением на эталонных объектах, ныне все большее внедрение получают методы на принципах самообучения. Интерпретация с применением ЭВМ в первую очередь вошла в комплекс воздушных γ -съемок [3], где большой объем информации трудно поддается визуальному анализу. Ныне обработка и интерпретация на ЭВМ подвергают материалы наземных, шпуровых, глубинных и подводных γ -съемок, эманационных съемок.

Ниже рассмотрена методика математической обработки и интерпретации по опыту аэрогеофизических съемок [2—4]. Проанализированы вероятностно-статистические и эвристические методы.

Вероятностно-статистические методы. Методы с обучением на эталонных объектах. В большинстве алгоритмов распознавания образов, основанных на статистической модели с обучением на эталонных объектах, используются параметры: 1) отношение правдоподобия $l(x)$; 2) количество информации $J(1:2; x)$. Значения этих параметров вычисляют по формулам

$$\begin{aligned} l(x) &= P_1(x)/P_2(x); \\ J(1:2; x) &= \log [P_1(x)/P_2(x)], \end{aligned} \quad (17.4)$$

где $P_1(x)$ — вероятность встречи значения признака $X = x$ с



Рис. 17.4. Классификация методов обработки и интерпретации комплексной информации.

объектом 1-го класса (рудные аномалии); $P_2(x)$ — вероятность встречи этого значения признака с объектами 2-го класса (безрудные аномалии); X — n -мерный вектор значений рассматриваемых признаков (например, содержания U, Th, K); $J(1:2; x)$ — количество информации в значении признака $X = x$ об объектах 1-го класса по отношению к объектам 2-го класса.

Статистические методы распознавания делят на две группы: 1) с независимыми признаками; 2) с зависимыми между собой признаками.

Если признаки независимы, то вероятность многомерной величины, включающей комплекс из n признаков,

$$P(x) = P(x_1)P(x_2) \dots P(x_n). \quad (17.5)$$

Тогда отношение правдоподобия и количество информации

$$l(x) = \frac{P_1(x_1) P_1(x_2) \dots P_1(x_n)}{P_2(x_1) P_2(x_2) \dots P_2(x_n)} = l(x_1) l(x_2) \dots l(x_n); \quad (17.6)$$

$$J(1:2; x) = J(1:2; x_1) + J(1:2; x_2) + \dots + J(1:2; x_n). \quad (17.7)$$

Если зависимость признаков доказана и их распределение подчинено нормальному закону (для чисел или их логарифмов), то для распознавания рудных и безрудных объектов (например, по

содержаниям U, Th, K) используют линейную R_1 или квадратичную R_2 дискриминантные функции вида

$$R_1 = Aq_U + Bq_{Th} + Cq_K; \quad (17.8)$$

$$R_2 = Aq_U^2 + Bq_{Th}^2 + Cq_K^2 + Dq_Uq_{Th} + Eq_Uq_K + Fq_{Th}q_K + \\ + Gq_U + Hq_{Th} + Kq_K, \quad (17.9)$$

где A, B, C, \dots, K — коэффициенты дискриминантной функции, определяемые на основе матриц ковариации и векторов средних содержаний q_j рудных и безрудных объектов.

В том случае, когда $R > R_0$, распознаваемый объект относится к 1-му классу, если $R < R_0$ — ко 2-му. Значение R_0 выбирают последовательно, исходя из соотношения ошибок классификации рудных и нерудных объектов [3].

Успех интерпретации по методике предварительного обучения зависит от правильного выбора эталонных участков.

Эталонные объекты и их признаки. Под рудным эталонным объектом понимают любое рудное проявление, геологическая целесообразность использования которого при поисках аналогов представляется доказанной. Безрудным эталонным объектом является такой, на котором наземными поисковыми работами заданной детальности признаки оруденения не установлены.

В состав эталонной выборки включают объекты одного генетического типа с близкими параметрами оруденения (месторождение, рудопоявление, минерализованная зона). В одну совокупность можно включать объекты разной промышленной ценности, но с учетом их «веса». Объем выборки зависит от степени однородности признаков. Если признаков немного и они меняются в узком диапазоне, достаточно ограничиться одним или несколькими эталонными участками, в противном случае число участков быстро растет.

К эталонным объектам предъявляют следующие требования: 1) достоверное отнесение к данному генетическому типу и правильное определение параметров оруденения; 2) надежная привязка на карте; 3) прямая или косвенная проявленность эталонного оруденения на горизонте изучения; 4) кондиционность пересечения эталона поисковыми или интерпретационными маршрутами.

В качестве признаков при комплексной интерпретации используют: 1) радиометрические (интенсивность γ -поля, содержания U, Th, K по γ -спектральным данным, концентрация эманации); 2) геохимические (содержания элементов-спутников и радиогенных изотопов Pb, интенсивность радиационных дефектов, концентрация He, ландшафтная обстановка, зональность распределения элементов); 3) геофизические (напряженность магнитного и гравитационного полей, модуль H_y метода БДК, электрическое сопротивление

пород); 4) геологические (вмещающая среда, современный уровень эрозионного среза, тектонические нарушения).

Количественные признаки выражают в интервалах содержания химических элементов и параметров полей; качественные (геологические, ландшафтные) — в статистических значениях частоты встречаемости признака в эталонных рудных и в эталонных безрудных объектах.

Признаки должны быть независимыми, по возможности прямыми. Их оптимальное число 7—10. При более высоком числе признаков увеличивается уникальность эталонов и уменьшается вероятность обнаружения аналогов.

Связи между качественными признаками при правильном их выборе обычно слабые. Однако достаточно четко выражена зависимость между составом пород и содержанием радионуклидов. Для ослабления этих связей измеренные содержания $q_{изм}$ (U, Th, K, Rn, Ra) или их приращения над средним содержанием \bar{q} выражают в единицах стандартного отклонения σ_q для рассматриваемой разновидности пород. При нормальном или логнормальном распределении получают

$$q_{ан} = (q_{изм} - \bar{q})/\sigma_q \text{ или } x_{ан} = (\ln q_{изм} - \overline{\ln q})/\sigma_{\ln q}, \quad (17.10)$$

Где $\sigma_{\ln q}$ — стандартное отклонение логарифмов содержаний.

Количество информации и отношение правдоподобия комплекса независимых признаков вычисляются по формулам (17.7 и 17.6).

Нецелесообразно включать в число признаков наряду с содержаниями U, Th, K их индикаторные отношения (например, q_{Th}/q_U , q_U/q_K и др.), так как любая функция от измеренных в одной точке величин не несет какой-либо дополнительной информации по сравнению с исходной. Однако полезно привлекать измеренные значения вертикального градиента эманационного поля или γ -поля, зональность распределения элементов, так как в данном случае наблюдения проводят на разных уровнях относительно поверхности земли.

Методы на принципах самообучения. В обстановке, когда поисковые площади слабо изучены и нет эталонных объектов, аномальную ситуацию выявляют на основе трех признаков: 1) малой вероятности; 2) коррелируемости; 3) доминантности [3, 44].

Один из способов разделения γ -спектральных урановых аномалий на принципах самообучения рассмотрен в работе [18]. В его основу положены следующие допущения: а) геологические комплексы различаются между собой по первичному распределению U, Th, K; б) широко развитые однотипные процессы, например вторичная аккумуляция U (см. табл. 17.1), сходно проявлены в различных геологических комплексах; в) рудные аномалии маловероятны и имеют свои отличительные черты.

Все урановые аномалии в районе разделяют на m совокупностей по принадлежности их к разным геологическим комплексам, например к кислым эффузивам, гранитоидам и т. д. Внутри каждой совокупности l аномалии разделяют на три большие группы: 1) типичные для того класса пород, к которому они приурочены, и четко отличающиеся от аномалий других классов; 2) встречающиеся в различных классах пород, но сходные или слабо различающиеся между собой; 3) не типичные для своего класса пород или для всего района в целом. По генетической классификации источников (см. табл. 17.1) это соответственно аномалии породные, аккумулятивные и связанные с урановым оруденением.

Разделение аномалий на группы выполняют в два этапа. На первом этапе для каждой совокупности строят гистограммы, отражающие распределение значений n признаков. Диапазон значений каждого j -го признака разбивают на градации и для каждой i -й градации определяют вероятность встречи в каждой совокупности. По гистограммам для каждой градации признаков каждой из l совокупностей вычисляют параметр типичности i -й градации j -го признака, после чего находят значение параметра типичности T_i объекта в целом по комплексу n признаков. На втором этапе проводят распознавание объектов по значениям параметров типичности T_i для всех m совокупностей.

Эвристические методы. Эвристические решения формируются на основе теоретических представлений, прошлого опыта, обобщения исходных данных, самообучения в процессе поиска решения. Эвристические решающие функции являются математическими моделями некоторых главных закономерностей, различающих градации признаков рудных и безрудных аномалий.

В γ -спектрометрии приняты следующие решающие эвристические функции [3, 44]:

- 1) отношения концентраций радионуклидов

$$\begin{aligned} & q_{\text{Th}}/q_{\text{U}}; \quad q_{\text{Th}}/q_{\text{K}}; \\ & (q_{\text{Th}} + q_{\text{U}})/q_{\text{K}}; \quad q_{\text{K}}q_{\text{U}}/q_{\text{Th}}; \end{aligned} \quad (17.11)$$

- 2) параметры доминантности

$$D_{\text{Th}}^{\text{K}} = (q_{\text{анК}} - q_{\text{анTh}}) e^{(1-x)/2}, \quad (17.12)$$

где $q_{\text{анTh}}, \text{K}$ — приращение содержания Th и K в единицах стандартного отклонения $\sigma_{q_{\text{Th}}, \text{K}}$, см. формулу (17.10); $e^{(1-x)/2}$ — эмпирический коэффициент, учитывающий изменение доминантности при изменении содержания антагонистического элемента; x — наименьшее из стандартизованных приращений;

- 3) коэффициенты корреляции для пар радионуклидов r_{ji} ;

4) статистические решающие функции, основанные на выделении редко встречающихся значений изучаемых характеристик (принцип «малой вероятности»);

5) параметр «ориентированных расстояний в пространстве бинарных отношений» (способ d)*.

Из перечисленных решающих функций широко применяется мультипликативный показатель

$$F = q_K q_U / q_{Th}. \quad (17.13)$$

Он хорошо проявляет себя при выделении рудных аномалий, связанных с бокситами, карбонатами, альбититовыми редкоземельными и редкоземельными месторождениями, эпи- и мезотермальными месторождениями золота.

Калий-ториевую доминанту целесообразно применять там, где содержание K или Th превосходит среднее по площади на величину, большую чем одно стандартное отклонение. Если $q_{ан K} > 1 > q_{ан Th}$, то имеет место калиевая доминанта, что свидетельствует о проявлении калиевого метасоматоза. Если $q_{ан Th} > 1 > q_{ан K}$, то говорят о ториевой доминанте, свидетельствующей о проявлениях окварцевания, грейзенизации, карбонатизации, альбитизации, сопровождаемых привнесом Th и выносом K .

Наиболее универсальным является параметр « d », предложенный В. П. Воробьевым. Он позволяет выделять аномальную составляющую многомерного радиогеохимического поля в каждой точке измерений и картировать эпигенетическую радиогеохимическую зональность, связанную с процессами перераспределения вещества.

Содержание q_{ji} элемента j в точке i можно представить как сумму фоновой q_{ϕ} и аномальной Δq составляющих. Отсюда аномальная составляющая

$$\Delta q_{ji} = q_{ji} - q_{ji \phi}.$$

Аналогичные выражения можно записать и для l бинарных отношений $\xi = q_{ji}/q_{mi}$ содержания радиоактивных элементов j и m и для их относительных составляющих γ -поля:

$$q_{Th}/q_U; q_{Th}/q_K; q_U/q_K; I_U/I; I_{Th}/I; I_K/I, \quad (17.14)$$

где I — интегральная мощность дозы излучения, пА/кг; $I_j = a_j q_j$; a_j — чувствительность интегрального канала к элементу j , пА/(кг·%).

Аномальная составляющая k -й относительной компоненты [см. выражения (17.14)] в точке i

$$\Delta \xi_{ki} = \xi_{ki} - \xi_{ki \phi}. \quad (17.15)$$

Предложено фоновую составляющую $\xi_{ki \phi}$ вычислять по значению интегральной мощности дозы I_i на основе зависимости

$$\xi_{k \phi} = f(I), \quad (17.16)$$

установленной по аэрогамма-спектральным данным на изучаемой площади. Основанием для этого являются высокая степень корр-

* Способ « d » изложен В. П. Воробьевым.

ляции радиоактивных элементов в неизменных горных породах и однонаправленное приращение содержаний U, Th, K при смене пород или их выветривании.

Вид функции (17.16) определяется по данным наблюдений на всей площади участка работ и выражается полиномом n -й степени ($n = 3$ или 4) вида

$$\zeta_k \Phi = m_0 + m_1 I + m_2 I^2 + m_3 I^3$$

либо последовательностью средних значений $\bar{\zeta}_k$ в интервалах значений I порядка $0,05-0,1$ пА/кг.

Тогда в точке i аномальная составляющая многомерного радиогеохимического поля, включающего l компонент [см. выражения (17.14)],

$$d_{il} = \left[\sum_{k=1}^l (\zeta_{ki} - \zeta_{ki} \Phi)^2 \right]^{1/2}. \quad (17.17)$$

Параметр d_i характеризует интенсивность перераспределения (привноса, выноса) радиоактивных элементов, что отражает степень гидротермально-метасоматической переработки горных пород.

Радиогеохимическая природа аномальной составляющей d_i характеризуется знаком d . Геометрически он является показателем пространственной ориентировки вектора d в признаковом пространстве и вычисляется как угол между вектором d и некоторым фиксированным направлением, например координатной осью q_{Th}/q_U . В подавляющем большинстве случаев достаточно различать 8 знаков d , а именно: 1 — избыток Th и K (Th⁺, K⁺); 2 — избыток Th (Th⁺); 3 — избыток Th и U (Th⁺, U⁺); 4 — избыток U при дефиците K (U⁺, K⁻); 5 — избыток U (U⁺); 6 — избыток U и K (U⁺, K⁺); 7 — избыток K (K⁺); 8 — избыток K при дефиците U (K⁺, U⁻).

В развитие метода отметим, что такие понятия, как избыток Th и K и дефицит U, являются синонимами и все знаки d можно определять в терминах дефицита радионуклидов.

На интерпретационной карте параметр d изображается обычно в виде изолиний, а знак показывается цветом. Совокупность аномальных радиогеохимических полей одного знака образует радиогеохимическую зону, а совокупность зон — вторичную радиогеохимическую зональность изученной территории, имеющую рудоконтролирующее значение. Поскольку метасоматические изменения горных пород обычно развиваются зонально (от центра к периферии), адекватная им радиогеохимическая зональность служит важным диагностическим признаком при выделении перспективных площадей.

17.7. Оценка прогнозных ресурсов урана по данным радиометрических съемок

Подсчет запасов полезных ископаемых ведут по утвержденным категориям C_2, C_1, B, A на стадиях предварительной и детальной разведки. На стадии поисков целесообразно определять прогнозные неразведанные ресурсы металлов по категориям возрастающей достоверности P_3, P_2, P_1 (см. табл. 6.1).

В силу равной глубинности радиометрических и геохимических методов (см. раздел 17.1) для оценки прогнозных ресурсов U (Th) по радиометрическим данным можно воспользоваться теорией и методикой геохимических исследований [27, 54].

Исходной радиометрической информацией являются в первую очередь результаты γ -спектральных шпуровых и глубинных съемок разного масштаба, выраженные в единицах содержания U и Th (см. главу 8). Данные интегральных γ -съемок можно использовать лишь для оценки однокомпонентных руд (U или Th) и руд с четкой корреляцией U и Th . Результаты эманационных съемок для прогнозных оценок ресурсов U и Th ненадежны из-за большого числа трудноучитываемых факторов, влияющих на количественные показатели эманационного поля.

Расчет прогнозных ресурсов проводят лишь для аномалий и аномальных полей I генетического типа, для которых доказана связь гипергенных ореолов с рудными телами, вскрытыми денудационным срезом. В основу расчетов положена пропорциональная зависимость линейной M (м·%) и площадной P (м²·%) продуктивностей вторичных остаточных ореолов рассеяния и коренного оруднения (M_p, P_p):

$$M = k_l M_p; \quad P = k_s P_p, \quad (17.18)$$

где k — коэффициент продуктивности вторичного ореола, зависящий от ландшафтно-геохимических условий, химических свойств нуклида, денудационного среза месторождения, положения горизонта исследования в разрезе рыхлых отложений.

Значения k для представительного горизонта в большинстве случаев лежат в интервале 0,4—1,6, при среднем 0,8. В неоптимальных условиях опробования коэффициент k может изменяться от 0,1 до 3—5 [27]. Поэтому наиболее надежную информацию для прогноза, как уже отмечалось, дают методы, исследующие представительный горизонт.

Площадную продуктивность P аномалии, разбитой на n площадок, вычисляют по формуле

$$P = \sum_{i=1}^n (q_i - q_{\phi i}) \Delta S_i = S(\bar{q} - \bar{q}_{\phi}), \quad (17.19)$$

где q_i — среднее содержание радионуклида на площадке ΔS_i с фоновым содержанием $q_{\phi i}$; \bar{q} — среднее содержание на всей аномальной площади со средним фоном \bar{q}_{ϕ} ; S — площадь аномалии.

Для съемок по прямоугольной сети при расстоянии a между точками и d между профилями площадка

$$\Delta S = ad.$$

Среднее содержание нуклида на участке

$$\bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n q_i,$$

где q_i — концентрация элемента в i -м пункте сети.

В случае непрерывных съемок площадная продуктивность

$$P = \frac{N-1}{N} d \sum_{j=1}^N M_j, \quad (17.19a)$$

где M_j — линейная продуктивность по j -му профилю; N — число профилей.

Значение M (м. %) вычисляют по формуле

$$M = sbC_q, \quad (17.20)$$

где s — площадь аналоговой диаграммы $q(r)$ в направлении r на ленте регистратора, см²; b и C_q — масштабы записи по линии профиля (м/см) и по оси содержаний (%/см).

При выполнении дискретных интегральных поверхностных, шпуровых или глубинных γ -съемок содержание U (%) в пункте наблюдения

$$q_U = (I - I_\Phi) j_{эм} / (K_{0U} K_{р.р}) - \bar{\gamma} q_{Th},$$

где I — мощность дозы γ -излучения, включая фоновое I_Φ , пА/кг; \bar{q}_{Th} — среднее содержание Th в рыхлых отложениях; K_{0U} — пересчетный коэффициент (пА/кг на 1 % U) для равновесных излучающих масс [$K_{0U} = 645$ пА/(кг·% U) для радиометра СРП-68]; $j_{эм}$ и $K_{р.р}$ — соответственно поправка на эманирование [см. формулу (14.63)] и коэффициент радиоактивного равновесия [см. формулу (1.42)] на горизонте исследования; γ — урановый эквивалент Th.

Прогнозные ресурсы металла (τ) на глубину H (м), когда известна площадная продуктивность P (м²·%), вычисляют по формуле

$$Q_H = (1/k_s) P \eta \alpha H \rho \cdot 0,01, \quad (17.21)$$

где ρ — средняя плотность руды на глубину H ; $\eta \geq 1$ — поправочный множитель, учитывающий уровень эрозии (вводится для месторождения в начальной стадии вскрытия); $\alpha < 1$ — коэффициент, учитывающий долю металла в первичном ореоле или в забалансовых рудах.

Глубину H подсчета прогнозных ресурсов радионуклида выбирают на основе геометрического подобия изучаемого объекта генетически однотипным месторождениям.

Раздел четвертый

МЕТОДЫ ОПРОБОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ РУД ПО ИЗЛУЧЕНИЮ

Для опробования радиоактивных руд на месте залегания используют следующие радиометрические и ядерно-геофизические методы:

1) в скважинах — γ -каротаж, интегральный и спектрометрический; нейтронный каротаж способами нейтронов спонтанного деления, мгновенных нейтронов деления и запаздывающих нейтронов; β -каротаж;

2) в поверхностных и подземных горных выработках — радиометрическое γ -опробование способом разностного эффекта с экранами и способом направленного приема излучения; рентгено-радиометрическое опробование (РРО).

Основное применение на месторождениях U, Th, K находят γ -методы. Нейтронный каротаж используют лишь на урановых месторождениях со сложными радиологическими условиями (резко и незакономерно нарушено равновесие между U и Ra, скважины заполнены водами с высокой и непостоянной концентрацией Rn); способ РРО применяется на месторождениях U с комплексными рудами. Поэтому главное внимание в этом разделе уделено методам опробования урановых и урано-ториевых руд по γ -излучению, в первую очередь γ -каротажу скважин.

В мировой практике [13, 63] развитие γ -каротажа идет по линии создания автоматизированных многоканальных γ -спектрометров с модульным принципом конструирования на базе использования микропроцессоров и мини-ЭВМ. Кроме решения основных задач (см. далее) эта аппаратура благодаря особенностям изменения спектрального состава γ -излучения в зависимости от свойств среды позволяет определять плотность и атомный номер Z пород и руд, автоматически вводить поправки на ослабление излучения в промежуточной зоне скважины.

ГАММА-КАРОТАЖ

Гамма-каротаж — это метод исследования скважин, основанный на регистрации γ -излучения естественных радиоактивных элементов по стволу скважины. Его используют для нахождения аномальных проявлений радиоактивности при поисках U, Th, K, для опробования руд этих элементов, для литолого-стратиграфического расчленения разреза пород, для изучения физических свойств пород, а также при поисках и разведке нерадиоактивных полезных ископаемых, имеющих тесную парагенетическую связь с радионуклидами. Данные γ -каротажа являются основным исходным материалом для подсчета запасов U, Th, K.

Приоритет в разработке и промышленном внедрении γ -каротажа принадлежит советским ученым (Г. В. Горшков, Л. М. Курбатов, А. Г. Граммаков, В. Л. Шашкин, А. К. Овчинников и др.). Рудный γ -спектральный каротаж, предназначенный для опробования ураноториевых руд, получил развитие в работах Г. Ф. Новикова и А. Я. Синицына.

18.1. Гамма-поле бесконечного однородного пласта, пересеченного скважиной

Горизонтальный пласт мощностью h с содержанием радионуклида q (г/г) и плотностью пород ρ (г/см³) пересечен вертикальной скважиной радиусом R_0 , обсаженной трубами толщиной d_1 (см) и заполненной промывочной жидкостью в виде цилиндрического слоя толщиной $d_{ж}$ (рис. 18.1, а). Необходимо оценить амплитуду и форму γ -аномалии над пластом по стволу скважины. Решение дано для случаев, когда скважинный прибор радиусом r_0 и толщиной стакана d_2 находится в центре скважины и у ее стенки.

Выбрана следующая схема решения задачи: записывается формула для расчета интенсивности γ -излучения в центре однородного излучающего пласта $I_{\max}(h)$, затем по этой формуле для заданных условий каротажа находится кривая насыщения γ -излучения (рис. 18.2, а), а на ее основе — диаграмма каротажа $I(h, z)$, где z — текущая координата по стволу скважины, отсчитываемая от центра пласта (рис. 18.2, б).

Детектор излучения в центре скважины. Исходя из основных положений теории γ -методов (см. раздел 7.2) интенсивность излучения dI элементарного источника объемом dV и массой $dm = q\rho dV$ в точке O (см. рис. 18.1, а), находящейся в центре рудного пласта, составляет:

в сферической системе координат (r, ψ, φ)

$$dI = Kq\rho \exp \{ -\mu(r-r_1) - \operatorname{cosec} \psi [\mu_{ж}(R_0 - r_0 - d_1) + \mu_{Fe}(d_1 + d_2)] + \mu_{Fe}d_2 \} \sin \psi \, d\psi \, dr \, d\varphi; \quad (18.1)$$

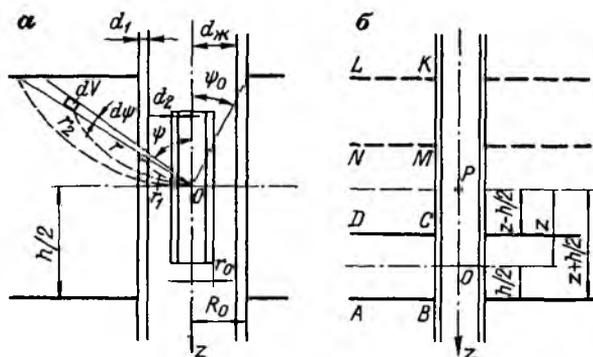


Рис. 18.1. К формулам (18.1) — (18.11).

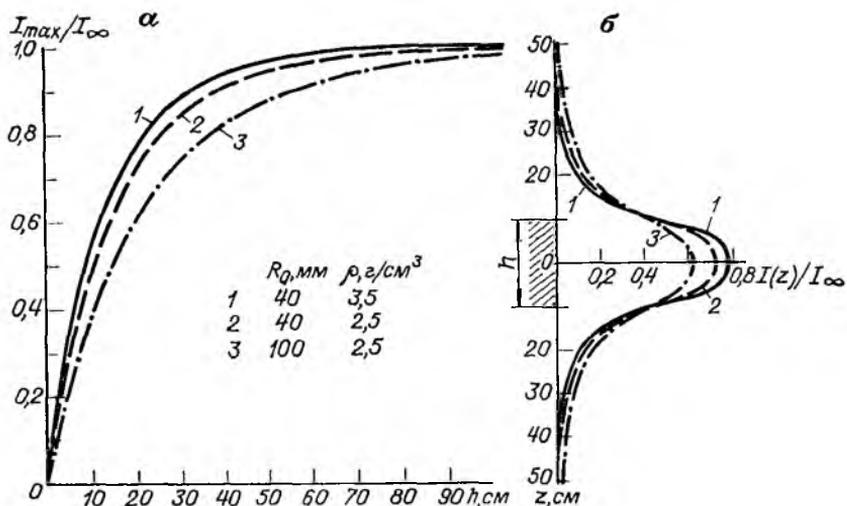


Рис. 18.2. Кривые насыщения γ -излучения (а) и коротажные диаграммы над пластом мощностью $h = 20$ см (б).

в цилиндрической системе координат (R, z, φ)

$$dI = Kq\varphi \exp \left\{ -[\mu(R - R_0) + \mu_{\text{ж}}(R_0 - r_0 - d_1) + \mu_{\text{Fe}}(d_1 + d_2)] \times \right. \\ \left. \times \sqrt{1 + z^2/R^2} + \mu_{\text{Fe}}d_2 \right\} \frac{R dR dz d\varphi}{z^2 + R^2}, \quad (18.1a)$$

где K — константа γ -излучения, $(\mu\text{А/кг}) \cdot (\text{см}^2/\text{г})$; μ , μ_{Fe} , $\mu_{\text{ж}}$ — линейные коэффициенты ослабления γ -излучения (см^{-1}) соответственно в руде, железных обсадных трубах и в промывочной жидкости. Член $\mu_{\text{Fe}}d_2$ учитывает ослабление излучения в стенке сква-

жинного прибора при градуировании его ампульным источником Ra (см. рис. 11.1).

Интенсивность излучения в центре пласта в сферической системе координат

$$I_{\max}(h) = 2Kq\rho c \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp[-\mu(r-r_1) - a \operatorname{cosec} \psi] \sin \psi d\psi dr d\varphi, \quad (18.2)$$

где

$$r_1 = R_0 \operatorname{cosec} \psi; \quad r_2 = (h/2) \sec \psi; \quad a = \mu_{\text{ж}}(R_0 - r_0 - d_1) + \mu_{\text{Fe}}(d_1 + d_2); \quad \psi_0 = \arctg(2R_0/h); \quad c = \exp(\mu_{\text{Fe}}d_2).$$

Проведя интегрирование по φ и r , получим

$$I_{\max}(h) = \frac{4\pi Kq\rho c}{\mu} \left[\int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp(-a \operatorname{cosec} \psi) \sin \psi d\psi - \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp(-x \sec \psi + y \operatorname{cosec} \psi) \sin \psi d\psi \right], \quad (18.3)$$

где $x = \mu h/2$; $y = \mu R_0 - a$.

Для пласта бесконечной мощности второй интеграл равен 0;

$$I_{\infty} = \frac{4\pi Kq\rho c}{\mu} \int_0^{\pi/2} \exp(-a \operatorname{cosec} \psi) \sin \psi d\psi = \frac{4\pi Kq\rho c}{\mu} E_3(a), \quad (18.4)$$

где $E_3(a)$ — интегрально-показательная функция (см. табл. 7.1).

Пользуясь выражениями (18.3) и (18.4), можно рассчитать с помощью ЭВМ серии кривых насыщения $I_{\max}(h)/I_{\infty}$ (см. рис. 18.2, а) для заданных условий каротажа.

Если скважина заполнена воздухом и не учитывается ослабление излучения в стенке скважинного прибора, то

$$I_{\max}/I_{\infty} = \cos \psi_0 - \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp\{-\mu[(h/2) \sec \psi - R_0 \operatorname{cosec} \psi]\} \sin \psi d\psi; \quad (18.5)$$

$$I_{\infty} = 4\pi Kq\rho/\mu. \quad (18.6)$$

Для удобства вычислений интеграл в равенстве (18.5) может быть преобразован к следующему виду:

$$\int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp\left[-\mu \frac{h}{2} \left(\frac{1}{\cos \psi} - \frac{2R_0}{h \sin \psi}\right)\right] \sin \psi d\psi = \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp\left\{-p \left[\frac{\sin(\psi - \psi_0)}{\sin 2\psi}\right]\right\} \sin \psi d\psi. \quad (18.7)$$

Интеграл (18.7) табулирован (табл. 18.1) по параметрам ψ_0 и $p = \mu \sqrt{(h/2)^2 + R_0^2}$.

Т а б л и ц а 18.1. Значения интеграла (18.7) при разных значениях параметров

P	Угол						
	0°	6°	12°	18°	24°	30°	36°
0,1	0,7225	0,7306	0,7289	0,7174	0,6964	0,6662	0,6273
0,2	0,5742	0,5912	0,5988	0,5969	0,5856	0,5653	0,5362
0,3	0,4691	0,4924	0,5067	0,5117	0,5074	0,4941	0,4721
0,4	0,3894	0,4170	0,4363	0,4464	0,4474	0,4394	0,4229
0,5	0,3266	0,3574	0,3802	0,3943	0,3994	0,3956	0,3833
0,6	0,2762	0,3090	0,3345	0,3515	0,3598	0,3594	0,3505
0,7	0,2349	0,2690	0,2964	0,3158	0,3266	0,3289	0,3229
0,8	0,2009	0,2356	0,2644	0,2855	0,2983	0,3028	0,2991
0,9	0,1724	0,2073	0,2370	0,2594	0,2739	0,2802	0,2785
1,0	0,1485	0,1832	0,2135	0,2369	0,2526	0,2604	0,2604
1,2	0,1111	0,1447	0,1752	0,1999	0,2174	0,2275	0,2300
1,4	0,0839	0,1157	0,1459	0,1709	0,1895	0,2011	0,2056
1,6	0,0638	0,0935	0,1228	0,1478	0,1670	0,1796	0,1855
1,8	0,0488	0,0763	0,1045	0,1291	0,1485	0,1618	0,1687
2,0	0,0375	0,0628	0,0897	0,1138	0,1331	0,1468	0,1544
2,2	0,0290	0,0521	0,0776	0,1010	0,1202	0,1341	0,1422
2,4	0,0225	0,0435	0,0677	0,0903	0,1091	0,1231	0,1316
2,6	0,0175	0,0366	0,0594	0,0812	0,0997	0,1136	0,1224
2,8	0,0136	0,0310	0,0525	0,0734	0,0915	0,1053	0,1143
3,0	0,0106	0,0264	0,0467	0,0669	0,0843	0,0980	0,1071
3,2	0,0083	0,0227	0,0418	0,0610	0,0781	0,0917	0,1006
3,4	0,0065	0,0196	0,0375	0,0560	0,0726	0,0858	0,0949
3,6	0,0051	0,0170	0,0340	0,0516	0,0677	0,0807	0,0897
3,8	0,0041	0,0148	0,0308	0,0477	0,0633	0,0760	0,0850
4,0	0,0032	0,0130	0,0281	0,0443	0,0594	0,0719	0,0808
4,3	0,0022	0,0108	0,0247	0,0399	0,0543	0,0663	0,0751
4,6	0,0016	0,0091	0,0218	0,0362	0,0499	0,0615	0,0701
5,0	0,0010	0,0073	0,0188	0,0320	0,0449	0,0560	0,0643

Кривые насыщения $I_{\max}(h)/I_{\infty}$ используют для расчета диаграмм каротажа $I(h, z)$. Обоснование расчетных формул дано графическим способом. Если точка P с координатой z находится вне пласта $ABCD$ мощностью h (рис. 18.1, б), то строится зеркальное отображение этого пласта относительно точки P — пласт $NMKL$. В силу симметрии рисунка относительно точки P , находящейся в центре пластов $ABKL$ и $DCMN$, справедливо равенство

$$I_{ABCD} = (1/2)(I_{ABKL} - I_{DCMN}). \quad (18.8)$$

Учитывая указанные на рис. 18.1, б мощности пластов $2(z + h/2)$ и $2(z - h/2)$, получаем

$$I(h, z) = (1/2) \{ I_{\max}[2(z + h/2)] - I_{\max}[2(z - h/2)] \}. \quad (18.9)$$

Значения $I_{\max}(x)$ считаются с кривых насыщения $I_{\max}(h)$, составленных для заданных условий каротажа, при соответствую-

Ψ ₀						
42°	48°	54°	60°	66°	72°	78°
0,5801	0,5252	0,4636	0,3960	0,3231	0,2460	0,1658
0,4990	0,4542	0,4027	0,3451	0,2824	0,2155	0,1455
0,4420	0,4043	0,3599	0,3094	0,2539	0,1941	0,1312
0,3982	0,3660	0,3270	0,2820	0,2319	0,1777	0,1202
0,3630	0,3351	0,3005	0,2599	0,2142	0,1644	0,1114
0,3337	0,3094	0,2784	0,2415	0,1995	0,1533	0,1040
0,3089	0,2877	0,2597	0,2258	0,1869	0,1439	0,0977
0,2877	0,2689	0,2435	0,2123	0,1760	0,1357	0,0923
0,2691	0,2525	0,2294	0,2004	0,1665	0,1285	0,0874
0,2527	0,2380	0,2168	0,1899	0,1580	0,1221	0,0832
0,2252	0,2135	0,1956	0,1721	0,1436	0,1113	0,0759
0,2030	0,1937	0,1783	0,1574	0,1318	0,1023	0,0699
0,1845	0,1772	0,1639	0,1452	0,1219	0,0948	0,0649
0,1690	0,1632	0,1516	0,1348	0,1135	0,0884	0,0606
0,1558	0,1512	0,1410	0,1258	0,1061	0,0829	0,0568
0,1444	0,1408	0,1319	0,1179	0,0997	0,0780	0,0535
0,1345	0,1318	0,1238	0,1110	0,0941	0,0737	0,0506
0,1258	0,1238	0,1166	0,1049	0,0891	0,0699	0,0481
0,1180	0,1166	0,1103	0,0994	0,0846	0,0664	0,0457
0,1112	0,1103	0,1046	0,0945	0,0805	0,0633	0,0436
0,1050	0,1045	0,0994	0,0900	0,0768	0,0605	0,0417
0,0994	0,0993	0,0947	0,0859	0,0735	0,0579	0,0400
0,0944	0,0946	0,0905	0,0822	0,0704	0,0556	0,0384
0,0899	0,0903	0,0866	0,0788	0,0676	0,0535	0,0369
0,0857	0,0864	0,0830	0,0757	0,0650	0,0514	0,0355
0,0801	0,0811	0,0781	0,0714	0,0614	0,0486	0,0337
0,0751	0,0764	0,0738	0,0676	0,0573	0,0462	0,0320
0,0694	0,0708	0,0687	0,0631	0,0545	0,0433	0,0300

щих значениях x , указанных в квадратных скобках равенства (18.9).

Если кривые насыщения построены в относительных единицах (см. рис. 18.2, а), для расчета диаграмм каротажа в точках вне пласта ($z \geq h/2$) используют формулу

$$I(h, z) = \frac{1}{2} I_{\infty} \left\{ \frac{I_{\max}}{I_{\infty}} [2(z + h/2)] - \frac{I_{\max}}{I_{\infty}} [2(z - h/2)] \right\}. \quad (18.10)$$

Для точек внутри пласта ($z \leq h/2$)

$$I(h, z) = \frac{1}{2} I_{\infty} \left\{ \frac{I_{\max}}{I_{\infty}} [2(h/2 + z)] + \frac{I_{\max}}{I_{\infty}} [2(h/2 - z)] \right\}. \quad (18.11)$$

Диаграммы каротажа $I'(h, z')$ для наклонных скважин ($\alpha \neq 90^\circ$) строят с учетом следующих допущений (рис. 18.3, а):

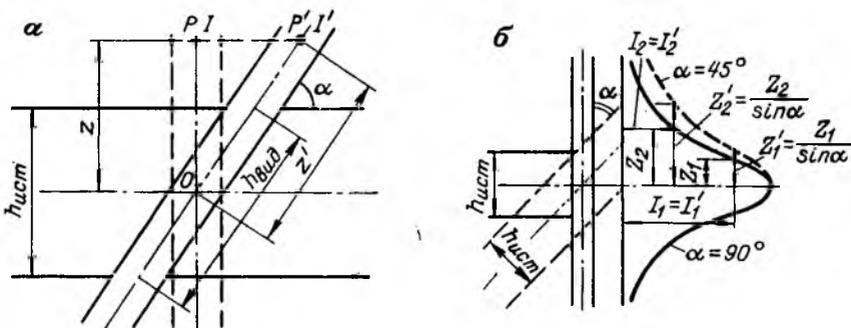


Рис. 18.3. К расчету диаграмм каротажа наклонных скважин.
 а — к формуле (18.12); б — пример построения диаграммы при угле встречи скважины с пластом $\alpha = 90^\circ$.

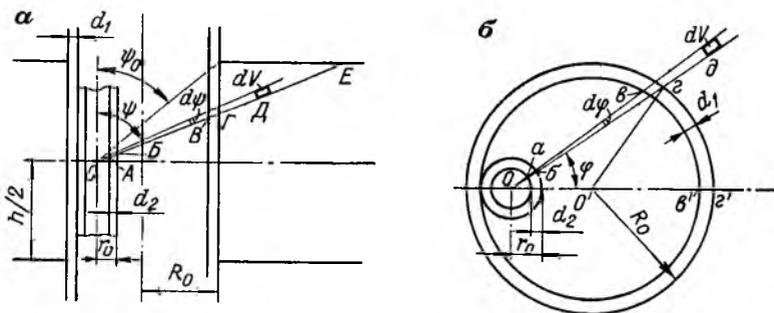


Рис. 18.4. К формулам (18.14) — (18.18).
 а — разрез; б — план (а, б — в разных масштабах).

1) в точках $P(z)$ и $P'(z')$ при $z' = z/\sin \alpha$

$$I(h, z) = I'(h, z'), \quad (18.12)$$

так как эти точки находятся на одинаковом расстоянии от поверхности слоя;

2) в центре пласта

$$I_{\max}(h, \alpha = 90^\circ) = I'_{\max}(h, \alpha \neq 90^\circ), \quad (18.13)$$

так как и в первом и во втором случаях на детектор действуют фактически одинаковые излучающие массы.

Следовательно, чтобы построить диаграмму $I'(h, z')$ при угле $\alpha \neq 90^\circ$, надо рассчитать кривую $I(h, z, \alpha = 90^\circ)$ и затем графически (рис. 18.3, б) с учетом равенств (18.12) и (18.13) построить диаграмму при заданном угле α . Этот способ справедлив лишь при расположении детектора по оси скважины. В других случаях диаграмма каротажа получается асимметричной, причем разница в наклоне крыльев является функцией угла α .

Форма кривой $I(h, z)$ зависит, кроме того, от длины детектора l . Значение l учитывают при построении кривой насыщения $I_{\max}(h)/I_{\infty}$ [43].

Детектор излучения у стенки скважины. Интенсивность излучения элементарного объема dV в сферической системе координат (рис. 18.4, а)

$$dI = Kqrc \exp[-\mu(OD-OG) - \mu_{Fe}(OG-OB) - \mu_{ж}(OB-OB) - \mu_{Fe}(OB-OA-d_2)] \sin \psi d\psi dr d\varphi, \quad (18.14)$$

где OD , OG , OB и др. — отрезки в вертикальной плоскости.

Интенсивность излучения в центре пласта мощностью h

$$I_{\max}(h) = 2Kqrc \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp\{-\mu(OD-OG) - \mu_{ж}(OB-OB) - \mu_{Fe}[(OG-OB) + (OB-OA)]\} \sin \psi d\psi dr d\varphi, \quad (18.15)$$

где

$$r_1 = OG; \quad r_2 = OE = (h/2) \sec \psi; \quad \psi_0 = \arctg \, og/(h/2);$$

$$og = OG \sin \psi; \quad c = e^{\mu_{Fe} d_2}.$$

Длина отрезков OG , OB , OB , OA и их проекций на горизонтальную плоскость (og , ov , ob , oa) (рис. 18.4, б) зависит от переменной координаты φ , причем для горизонтальных отрезков эту зависимость можно получить, используя теорему косинусов для треугольников ogo' и ovo' ($\Delta ovo'$ на рисунке не показан).

Выразив отрезки og и OG , ov и OB и др. через параметры скважины и переменные интегрирования, после несложных преобразований запишем

$$I_{\max}(h) = 4Kqrc \int_0^{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_{\psi_0}^{\pi/2} \exp[-\mu(r-r_1) - a \operatorname{cosec} \psi] \sin \psi d\psi dr d\varphi, \quad (18.16)$$

где

$$r_1 = [(R_0 - r_0 - d_1) \cos \varphi + \sqrt{m}] \operatorname{cosec} \psi; \\ a = \mu_{Fe} \sqrt{m} - (\mu_{Fe} - \mu_{ж}) \sqrt{n} + \mu_{ж} (R_0 - r_0 - d_1) \cos \varphi - \mu_{ж} r_0 + \mu_{Fe} d_2; \quad (18.17)$$

$$m = (R_0 - r_0 - d_1)^2 \cos^2 \varphi + 2r_0 (R_0 - d_1) - (r_0 + d_1)^2;$$

$$n = (R_0 - r_0 - d_1)^2 \cos^2 \varphi + 2r_0 (R_0 - d_1) - r_0^2;$$

$$\psi_0 = \arctg \{2[(R_0 - r_0 - d_1) \cos \varphi + \sqrt{m}]/h\}.$$

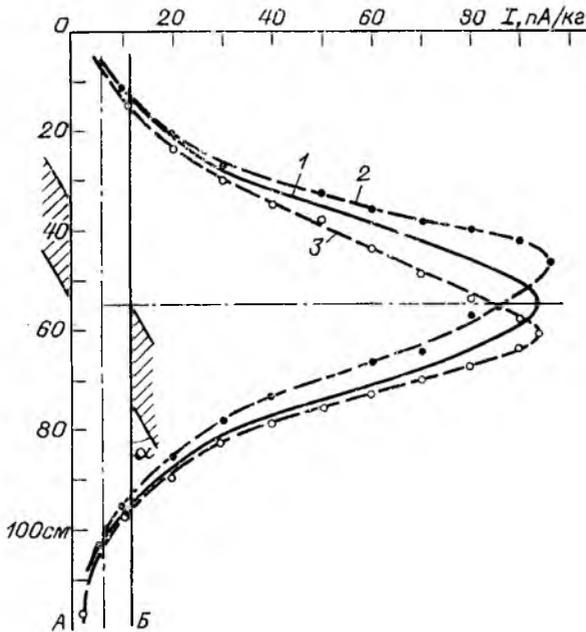


Рис. 18.5. Диаграмма каротажа наклонного пласта по экспериментальным данным.

Положение детектора: 1 — по оси скважины, 2 — у стенки со стороны висячего бока (А), 3 — у стенки со стороны лежащего бока (Б).

Выполнив интегрирование равенства (18.16) по r , получим следующую рабочую формулу для вычисления кривой насыщения при расположении скважинного прибора у стенки скважины:

$$\frac{I_{\max}(h)}{I_{\infty}} = \frac{\int_{\psi_0}^{\pi/2} \int_0^{\pi} \exp(-a \operatorname{cosec} \psi) \sin \psi \, d\psi \, d\varphi - \int_{\psi_0}^{\pi/2} \int_0^{\pi} \exp[-\mu(h/2) \times \sec \psi + b \operatorname{cosec} \psi] \sin \psi \, d\psi \, d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi} \exp(-a \operatorname{cosec} \psi) \sin \psi \, d\psi \, d\varphi}, \quad (18.18)$$

где

$$b = (\mu_{Fe} - \mu_{ж}) \sqrt{n} - (\mu_{Fe} - \mu) \sqrt{m} + (\mu - \mu_{ж})(R_0 - r_0 - d_1) \cos \varphi + \mu_{ж} r_0 - \mu_{Fe} d_2. \quad (18.19)$$

Диаграммы каротажа $I(h, z)$ при расположении детектора у стенки скважины и при угле встречи $\alpha = 90^\circ$ вычисляются по формулам (18.10) и (18.11), пользуясь кривыми насыщения, найденными по формуле (18.18) для заданных условий каротажа. При угле

встречи $\alpha \neq 90^\circ$ расчетный аппарат усложняется и пользование им требует специальной подготовки. Полученные нами экспериментальные кривые $I(z)$ при диаметре скважины 115 мм, мощности пласта $h = 10$ см, $\alpha = 30^\circ$ приведены на рис. 18.5.

Сопоставление кривых насыщения $I_{\max}(h)/I_\infty$ для условий положения детектора в центре скважины и у стенки скважины показывает заметное различие кривых лишь на крыльях аномальных диаграмм и вблизи центра пласта; для скважин малого диаметра это расхождение незначительно.

18.2. Зависимость площади каротажной диаграммы от параметров рудного пласта

Площадь каротажной диаграммы (рис. 18.6, а)

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} I(h, z) dz = 2 \int_0^{\infty} I(h, z) dz. \quad (18.20)$$

Подставляя аналитические зависимости $I(h, z)$ для точек вне пласта из выражения (18.9) и для точек внутри пласта мощностью h из формулы (18.11)*, получаем

$$\begin{aligned} S = & \int_{h/2}^{\infty} \{I_{\max}[2(z+h/2)] - I_{\max}[2(z-h/2)]\} dz + \int_0^{h/2} \{I_{\max}[2(h/2+z)] + \\ & + I_{\max}[2(h/2-z)]\} dz = \lim_{z' \rightarrow \infty} \int_{h/2}^{z'} I_{\max}[2(z+h/2)] dz - \\ & - \int_{h/2}^{z'} I_{\max}[2(z-h/2)] dz + \int_0^{h/2} I_{\max}[2(h/2+z)] dz + \\ & + \int_0^{h/2} I_{\max}[2(h/2-z)] dz. \end{aligned}$$

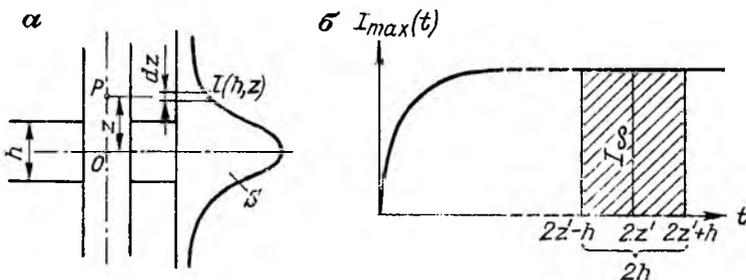


Рис. 18.6. К формулам: а — (18.20), б — (18.21).

* Выражение (18.11) используется без учета I_∞ , по аналогии с выражением (18.9).

Объединим первый и третий интегралы и выразим каждый из получившихся трех интегралов в новых переменных. Для этого выражения в квадратных скобках во всех случаях обозначаем t , находим значения dz и пределы новой переменной t . В итоге после элементарных преобразований получаем следующее равенство:

$$S = \lim_{z' \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{2} \int_h^{2z'+h} I_{\max}(t) dt - \frac{1}{2} \int_0^{2z'-h} I_{\max}(t) dt + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \int_0^h I_{\max}(t) dt \right\} = \frac{1}{2} \lim_{z' \rightarrow \infty} \int_{2z'-h}^{2z'+h} I_{\max}(t) dt. \quad (18.21)$$

Функция $I_{\max}(t)$ представляет собой кривую насыщения (рис. 18.6, б). При $z' \rightarrow \infty$ функция $I_{\max}(t) = I_{\infty}$. Тогда

$$S = \left(\frac{1}{2} I_{\infty} \cdot 2h \right) = I_{\infty} h. \quad (18.22)$$

Это выражение (теорема о площади) справедливо при любых условиях каротажа. В широких пределах содержания U в рудах (см. раздел 18.5) интенсивность γ -излучения насыщенного пласта находится в прямо пропорциональной зависимости от содержания в нем равновесного урана q_p . Запишем

$$I_{\infty} = K q_p \cdot 100 = K_0 q P_T P_{ж} K_{p.p} \cdot 100, \quad (18.23)$$

где K — пересчетный коэффициент, равный аппаратурной мощности дозы γ -излучения внутри пласта бесконечной мощности при содержании в нем 0,01 % U , определяется для реальных условий каротажа, в которых регистрируются площадь каротажной диаграммы S и интенсивность излучения I_{∞} , пА/(кг·0,01 % U); K_0 — пересчетный коэффициент для идеальной скважины, заполненной воздухом и вскрывающей равновесную урановую руду; P_T и $P_{ж}$ — доли излучения, прошедшего соответственно через обсадные трубы и через промывочную жидкость; $K_{p.p} = (q_{Ra}/q_U) \cdot 2,9 \cdot 10^8$ — коэффициент радиоактивного равновесия между Ra и U .

На основе равенств (18.22) и (18.23) получаем основную формулу γ -каротажа, позволяющую рассчитать содержание урана (%) в рудном теле:

$$q = \frac{S}{K_0 h K_{p.p} P_T P_{ж}} \cdot 0,01. \quad (18.24)$$

Здесь площадь диаграммы

$$S = Bmn, \quad (18.25)$$

где B — площадь, очерченная каротажной кривой на бумаге, см²; m и n — знаменатели масштабов соответственно по оси глубин и по оси интенсивности (если масштаб изображения 1 : 50, то $m = 50$).

Другие поправки — на влажность, наличие тория в руде, присутствие радоновых вод в скважине, отжатие растворенного радона — обсуждаются в разделе 18.6.

Зависимость q от S_n для наклонного пласта ($\alpha \neq 90^\circ$) выявляется на основе равенств (18.12) и (18.20) с учетом данных рис. 18.3:

$$S_n = \int_{-\infty}^{\infty} I(h, z') dz' = \int_{-\infty}^{\infty} I(h, z) dz / \sin \alpha = S_r / \sin \alpha, \quad (18.26)$$

где S_r — площадь диаграммы горизонтального пласта с той же истинной мощностью $h_{\text{ист}}$, как и у наклонного.

Согласно выражениям (18.22), (18.23) и (18.26)

$$S_r = I_{\infty} h_{\text{ист}}; \quad S_n = S_r / \sin \alpha = I_{\infty} h_{\text{ист}} / \sin \alpha = K_0 q h_{\text{вид}} \cdot 100.$$

Тогда для наклонного пласта ($\alpha \neq 90^\circ$) с видимой мощностью $h_{\text{вид}}$ без учета поправок,

$$q = [S / (K_0 h_{\text{вид}})] \cdot 0,01. \quad (18.27)$$

Следовательно, для расчета q находят мощность рудного тела h по стволу скважины, не учитывая угла встречи α , и это значение h используют в формуле (18.24).

18.3. Пересчетный коэффициент интегрального каротажа

Пересчетный коэффициент K_0 [пА/(кг·0,01 %) или мкР/(ч·0,01 %)] является функцией интенсивности γ -поля $I(E, Z)$, формирующегося в бесконечной излучающе-поглощающей среде с содержанием радионуклида 0,01 %, и счетной характеристики $g(E, d, Z)$ измерительного прибора. В связи с этим значение K_0 зависит от состава руды, ее эффективного атомного номера $Z_{\text{эф}}$, коэффициента приведения к нормальной среде \bar{N} [формулы (2.48), (2.49)], от типа детектора и его размера, толщины экрана d_s и его атомного номера Z_s , энергетического порога регистрации излучения E_n (табл. 18.2).

В табл. 18.2 обращает на себя внимание резкое уменьшение коэффициента K_0 с возрастанием $Z_{\text{эф}}$ руды для детекторов NaI (Tl)

Т а б л и ц а 18.2. Осредненные экспериментальные значения пересчетных коэффициентов K_0 [пА/(кг·0,01 % U)] для урановых руд при разных детекторах, экранах, порогах дискриминации

$Z_{\text{эф}}$ руды	NaI (Tl) 18 × 30 мм					СИ (см. табл. 3.2)
	2,5 мм Fe	2,5 мм Fe + +1 мм Pb	2,5 мм Fe + +2,0 мм Pb	$E_n = 25$ кэВ 2 мм Al	$E_n =$ = 1000 кэВ 2 мм Al	2,5 мм Fe
10	23,80	9,32	7,60	24,81	6,88	8,46
13	21,51	9,11	7,46	21,65	6,81	8,17
17	18,57	8,68	7,38	17,14	6,81	7,53
22	15,42	8,32	7,24	12,76	6,38	7,31
29	11,90	7,74	6,95	—	—	6,88
40	7,46	6,52	6,17	—	—	6,09

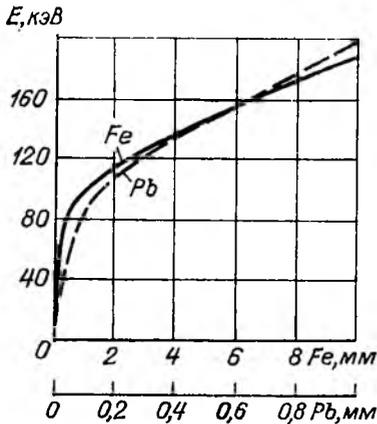


Рис. 18.7. Эквивалентность поглощающих экранов и энергетических уровней дискриминации γ -излучения. Детектор NaI (Тl).

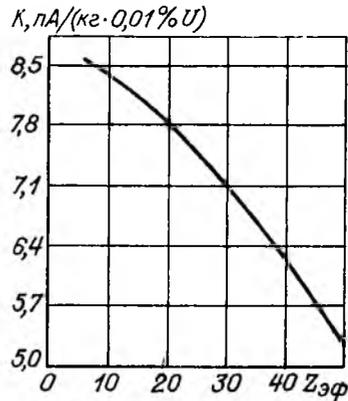


Рис. 18.8. Зависимость пересчетного коэффициента K_0 от номера $Z_{эф}$ урановой руды для стандартных условий каротажа.

в экране 2,5 мм Fe, отличающихся высокой чувствительностью к низкоэнергетическому γ -излучению (см. рис. 3.6). Это связано с интенсивным поглощением многократно рассеянных квантов малой энергии в рудах с относительно высоким номером $Z_{эф}$. Резко снижают значение K_0 свинцовые фильтры, также интенсивно поглощающие рассеянные низкоэнергетические γ -кванты. Как следует из данных рис. 18.7, экран 1 мм Pb эквивалентен по поглощающей способности около 10 мм Fe. При уровне дискриминации $E_n = 1$ МэВ коэффициент $K_0 = 6,8$ пА/(кг·0,01 %) для большинства типов урановых руд. С увеличением размера сцинтиллятора NaI (Тl) от 20×10 до 40×50 мм K_0 снижается на 10—20 % [57].

В стандартных условиях каротажа с детектором NaI (Тl) в экране 2,5 мм Fe + 1,35 мм Pb, когда в руде $q_U \leq 0,4$ %, инструкцией [23] рекомендованы следующие значения K_0 .

$Z_{эф}$	\bar{N}	Коэффициент K_0	
		пА/(кг·0,01% U)	мкР/(ч·0,01% U)
<10	$1 \pm 0,3$	8,60	120
10—18	$1 \pm 0,3$	8,25	115
19—24	$1 \pm 0,3$	7,89	110

Если значения \bar{N} и $Z_{эф}$ [см. выражения (2.48) и (2.49)] лежат вне указанных здесь значений, то пересчетный коэффициент

$$K_0 = K/\bar{N}, \quad (18.28)$$

где K — значение коэффициента на графике рис. 18.8 при полученном по формуле (2.49) номере $Z_{эф}$ руды; \bar{N} — в табл. 18.3.

Таблица 18.3. Зависимость $Z_{эф}$ и коэффициента приведения \bar{N} от содержания U в руде

$qU, \%$	$Z_{эф}$	\bar{N}	$qU, \%$	$Z_{эф}$	\bar{N}	$qU, \%$	$Z_{эф}$	\bar{N}
0	15	1,0	3,0	29	0,99	15	47	0,97
0,5	19	1,0	5,0	33	0,99	20	51	0,95
1,0	22	1,0	10	41	0,98	25	55	0,94

Урановый эквивалент Th и K для стандартных условий каротаж принят равным 0,40 и $2,2 \cdot 10^{-4}$ соответственно.

Схема расчета коэффициента K_0 . Коэффициент K_0 связывает измеренную каротажным прибором частоту импульсов I_g и соответствующую ей аппаратурную мощность дозы излучения $I_D (g)$ с содержанием радионуклида q в горной породе или руде. Для перехода от I_g к $I_D (g)$ используют результаты градуирования аппаратуры стандартным радиевым источником.

Как следует из смыслового определения пересчетного коэффициента,

$$K_0 = \frac{S_d I_{g 0,01\% U}}{S_d I_{g Ra}} = \frac{I_{g 0,01\% U}}{I_{g Ra}} = I_{D 0,01\% U}, \quad (18.29)$$

где S_d — площадь детектора; $I_{g 0,01\% U}$ — интенсивность излучения по числу зарегистрированных квантов (см. табл. 2.7) или удельная частота импульсов, имп/(см²·с·0,01 % U), в бесконечной излучающе-поглощающей среде плотностью ρ (г/см³) с содержанием равновесного урана $q = 0,01\% = 10^{-4}$ г/г; $I_{g Ra}$ — удельная частота импульсов, имп/(см²·с), при мощности дозы радиевого источника 1 пА/кг.

Используя равенства (2.43), (2.60), (3.35), напомним

$$K_0 = \frac{N_U q_U \rho \sum_{j=1}^m \frac{n_j g_j}{\mu_j \rho} B_{g_j}}{\left(N_{Ra} M_{Ra} \sum_{j=1}^l n_j g_j \right) / (4\pi R^2 I_D)}, \quad (18.30)$$

где N_U и N_{Ra} — число распадов в 1 с в 1 г U и Ra , расп/(с·г); ρ — коэффициент, учитывающий анизотропность чувствительности детектора к квантам разных направлений; для газонаполненных детекторов $\rho = 0,93 \div 0,95$, для изометричных сцинтилляторов $\rho \approx 1,0$; n_j — число квантов с энергией E_j на распад в спектре точечного источника равновесного U с числом линий m и Ra с числом линий l (см. табл. 1.3), квант/расп; g_j — эффективность регистрации γ -квантов U и Ra детектором в заданном экране (см. рис. 3.6, 3.9); μ_j — полный коэффициент ослабления первичных

γ -квантов энергией E_j в излучающе-поглощающей бесконечной среде, см^{-1} ; B_{gj} — фактор накопления рассеянного излучения по числу зарегистрированных квантов (при энергии первичных квантов E_j); I_D — мощность дозы излучения (пА/кг) радиевого источника массой M (мг) в экране $0,5 \text{ мм Pt}$ на расстоянии R (м).

Принимая $N_U = 1,24 \cdot 10^4$; $q_U = 10^{-4} \text{ г/г}$; $N_{\text{Ra}} = 3,65 \cdot 10^7 \text{ расп/(с} \cdot \text{мг)}$; $I_D = 60,2 \text{ пА/кг}$ (γ -постоянная радия) при $R = 1 \text{ м}$ и $M_{\text{Ra}} = 1 \text{ мг}$, получаем выражение для K_0 [$\text{пА}/(\text{кг} \cdot 0,01 \% \text{ U})$]:

$$K_0 = \frac{0,252\rho \sum_{j=1}^m \frac{n_j g_j}{\mu_j / \rho} B_{gj}}{\sum_{j=1}^l n_j g_j}. \quad (18.31)$$

Фактор накопления B_g (см. раздел 2.4) можно учесть исходя из следующих рассуждений [9]. Первичные кванты с энергией E и коэффициентами μ и σ , испытывая комптон-эффект, создают последовательность рассеянных квантов с энергией $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots, E_k$ (пороговая энергия регистрации квантов), с полными коэффициентами ослабления $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_i, \dots, \mu_k$ и коэффициентами рассеяния $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_k$. Числа квантов на распад, рассеянных в бесконечной среде в 4 π -геометрии 1, 2, \dots , i раз, имеют значения [см. формулу (2.43)]

$$A_1 = \frac{A\sigma}{\mu_1} = \frac{n\sigma}{\mu\mu_1}; \quad A_2 = \frac{A_1\sigma_1}{\mu_2} = \frac{n\sigma\sigma_1}{\mu\mu_1\mu_2};$$

$$A_i = \frac{A_{i-1}\sigma_{i-1}}{\mu_i} = \frac{n\sigma\sigma_1 \dots \sigma_{i-1}}{\mu\mu_1 \dots \mu_i}.$$

Тогда суммарное число зарегистрированных первичных и рассеянных квантов на распад

$$A_{\Sigma g} = \frac{n}{\mu} g + \frac{n\sigma}{\mu\mu_1} g_1 + \dots + \frac{n\sigma\sigma_1 \dots \sigma_{i-1}}{\mu\mu_1 \dots \mu_i} g_i =$$

$$= \frac{n}{\mu} g \left(1 + \sum_{i=1}^k \frac{g_i}{g} \prod_{p=1}^i \frac{\sigma_{p-1}}{\mu_p} \right).$$

Фактор накопления по числу зарегистрированных квантов

$$B_g = \frac{A_{\Sigma g}}{A_g} = 1 + \sum_{i=1}^k \frac{g_i}{g} \prod_{p=1}^i \frac{\sigma_{p-1}}{\mu_p}. \quad (18.32)$$

Эффективность регистрации квантов находят по графикам $g(E)$, составленным для заданного детектора и определенного экрана

(см. рис. 3.6). Число членов суммы k в последней формуле получают последовательным вычислением по формуле (2.65) энергии рассеянных квантов E_1, E_2, \dots, E_k , пока E_k достигнет значения E_n — энергетического порога аппаратуры с учетом экранирования детектора (см. рис. 18.7).

Экспериментальное определение коэффициента K_0 . Урановую руду с соотношением $U/Th = 30 \div 50$ в количестве 3—4 т дробят до крупности зерна 2—3 мм. Перемешивают сразу всю массу способом слоя и конуса; из разных частей слоя периодически отбирают 6—8 проб и анализируют их по β - или γ -излучению с относительной статистической погрешностью не более 1—2 %. Перемешивание прекращают, когда различие в эквивалентных содержаниях U проб одной серии не превышает 2—3 %. После этого руду засыпают в модель, имеющую форму цилиндра диаметром D и высотой H , по оси которого находится обсадная труба диаметром d из тонкой жести или дюраля. Размеры модели (см) [23]

$$D = 200/\rho + d; \quad H = D + 2d. \quad (18.33)$$

Руду в модели утрамбовывают, модель герметизируют; надежность герметизации проверяют подачей воздуха под давлением около 0,1 МПа (1 атм) через штуцер, на котором закрепляется манометр.

Если для приготовления рудной массы используется богатый концентрат, обязательным условием является одинаковая крупность зерна в концентрате и в неактивной породе-разбавителе.

Опробуют руду послойно, через каждые 10 см, при засыпке ее в модель. В каждом слое отбирают одну групповую и две-три частные пробы массой около 1 кг каждая. В пробах сразу после отбора находят влажность w и плотность ρ , после чего их обрабатывают и направляют в три лаборатории высокого класса для определения содержания Ra, U, Th, K . По полученным данным находят средние значения q_j этих элементов. Объединенную рудную пробу подвергают полному химическому анализу для нахождения $Z_{эф}$.

Модель пригодна для измерения K_0 спустя время $t \geq 30$ сут. В центре ее и в точках на 10 см ниже и выше центра определяют путем многократных измерений среднюю аппаратурную мощность дозы \bar{I}_∞ (пА/кг) с погрешностью не более 1 %. Перед измерениями каротажный радиометр градуируют γ -источником Ra по методике, исключающей влияние рассеянного γ -излучения.

Пересчетный коэффициент [пА/(кг·0,01 %)] вычисляют по формуле

$$K_0 = \frac{\bar{I}_\infty - I_{о.ф}}{(\bar{q}_{Ra}/m + \gamma\bar{q}_{Th} + \sigma\bar{q}_K)(1 - w)} \cdot 0,01, \quad (18.34)$$

где m, γ, σ — урановые эквиваленты Ra, Th, K ; для стандартных условий каротажа [NaI (Тl) в экране 2,5 мм Fe + 1,35 мм Pb] $m = 0,98$; $\gamma = 0,40$; $\sigma = 2,2 \cdot 10^{-4}$; $I_{о.ф}$ — остаточный фон каро-

тажного радиометра; ω — влажность руды в модели (учитывается, если содержание q_{Ra} дано в расчете на сухую пробу).

Для ориентировочной оценки можно определять K_0 на открытых моделях [43]. Особыми условиями в этом случае являются увеличение времени τ между дроблением руды и засыпкой ее в модель до 12—15 сут; измерение аппаратурной мощности дозы в центре модели $I_{\infty \text{откр}}$ не позднее 3—4 ч после засыпки руды в нее; анализ проб по γ -излучению примерно в тех же температурных условиях, в каких находится руда в модели.

Пересчетный коэффициент находят по формуле

$$K_{0 \text{откр}} = (\bar{I}_{\infty \text{откр}} - \bar{I}_{0. \phi}) / \bar{q}_{\gamma}, \quad (18.35)$$

где \bar{q}_{γ} — среднее эквивалентное содержание U по γ -излучению, вычисленное с учетом состояния равновесия и эманирования стандартного образца [см. выражение (4.1)].

18.4. Дифференциальная интерпретация данных каротажа с применением ЭВМ

Задачей дифференциальной интерпретации является нахождение гистограммы распределения урана $q(x)$ по оси скважины исходя из наблюдаемой диаграммы каротажа $I(z)$, где z — координата пункта детектирования излучения. Математически эта задача сводится к решению интегрального уравнения типа уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$I(z) = K \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(z-x) q(x) dx, \quad (18.36)$$

где K — пересчетный коэффициент для заданных условий каротажа; $\Psi(z-x)$ — ядро интегрального уравнения, представляющее собой нормированную функциональную зависимость от z интенсивности γ -излучения бесконечного тонкого пласта с единичным содержанием U , расположенного в точке x (рис. 18.9, а).

Ядро $\Psi(z-x)$ получается интегрированием исходного уравнения (18.1 а) по плоскости при $q = 1$ и $z = \text{const}$; в цилиндрических координатах (R, z, ϕ) оно имеет вид

$$\Psi(z-x) = \frac{2\pi K_{\gamma pc}}{K_0} \int_{R_0}^{\infty} \left[\exp \{ -[\mu(R-R_0) + \mu_{ж}(R_0-r_0) - d_1] + \mu_{Fe}(d_1+d_2) \} \sqrt{1 + (z-x)^2/R^2} \right] \frac{Rdr}{(z-x)^2 + R^2}, \quad (18.37)$$

где K_0 — пересчетный коэффициент для сухой скважины; другие обозначения аналогичны принятым в равенствах (18.1) и (18.2).

Отыскание решения уравнения (18.36) относится к классу некорректно поставленных задач, для которых даже небольшие погрешности измеряемых величин $I(z)$ могут приводить к большим

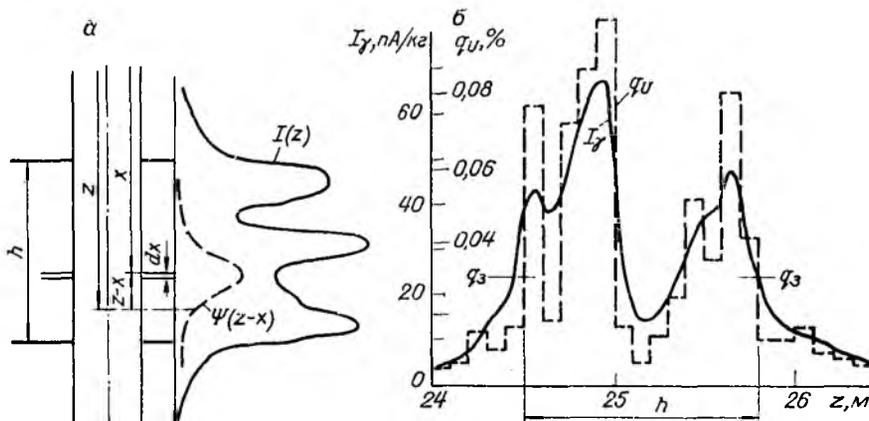


Рис. 18.9. Иллюстрация к равенству (18.36) (а) и результаты γ -каротажа на основе алгоритма (18.38) (б).

отклонениям в значениях $q(x)$. Поэтому вычислительный процесс строится таким образом, чтобы погасить влияние помех. Для этого привлекают методы регуляризации Тихонова [56, 57].

Кроме того, при решении уравнения (18.36) учитывают тот факт, что ЭВМ работает с функциями, заданными в дискретном виде. Поэтому при разработке схемы вычислительных операций используют аппроксимирующие формулы, и в первую очередь интерполяционную формулу Котельникова. В работе [57] показано, что оптимальный шаг квантования $\Delta = 10$ см. Диаграмму γ -каротажа представляют в виде гистограммы средних значений $I(z)$ в интервале шага квантования Δ по оси глубин.

Окончательное решение уравнения (18.36) с применением аппарата преобразований Фурье находят в следующем виде [23]:

$$q(x_n) = \frac{0,01P}{K_0 \Pi_T \Pi_{ЖКР.р} (1 - \omega)} \sum_{k=-N}^N B_k I(x_n + k\Delta), \quad (18.38)$$

где $q(x_n)$ — массовая доля U (%) в точке x_n в расчете на сухое вещество; $I(x_n + k\Delta)$ — аппаратная мощность дозы, пА/кг, в точках с координатами $z = x_n + k\Delta$; ω — влажность руды на месте залегания; P — поправка на эманирование и отжатие R_n от стенки скважины; B_k — числовые коэффициенты (табл. 18.4), зависящие от особенностей промежуточной зоны скважины, диаметра скважинного прибора $d_{с.п.}$, от плотности руды ($B_{k+} = B_{k-}$; набор таблиц значений B_k имеется в работе [23]); N — число интервалов квантования, участвующих в суммировании, оно выбирается так, чтобы значение $\sum B_k$ при суммировании от $-N$ до N отличалось от 1 не более чем на 0,005; остальные обозначения аналогичны принятым в формуле (18.24).

Таблица 18.4. Интерпретационные коэффициенты B_k (частный случай: $d_{\text{скв}} = 60$ мм; $d_{\text{с.п.}} = 36$ мм; в скважине вода)

Номер коэффициента	Значения B_k при плотности руды ρ , г/см ³					
	1,25	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50
B_0	3,8453	3,3762	2,7732	2,4065	2,1611	1,9867
B_1	-1,4510	-1,2402	-0,9583	-0,7778	-0,6532	-0,5623
B_2	0,1191	0,1284	0,1279	0,1206	0,1117	0,1031
B_3	-0,0924	-0,0842	-0,0712	-0,0609	-0,0534	-0,0476
B_4	0,0268	0,0308	0,0316	0,0302	0,0279	0,0257
B_5	-0,0271	-0,0249	-0,0222	-0,0194	-0,0174	-0,0158
B_6	0,0140	0,0153	0,0147	0,0139	0,0127	0,0116
B_7	-0,0124	-0,0115	-0,0107	-0,0094	-0,0085	-0,0077

Данные γ -каротажа поступают в обработку на машинном носителе или на бумажной ленте. Во втором случае диаграмму оцифровывают с помощью фотосчитывателя с шагом $\Delta = 10/\sin \alpha$ (см) в единицах мощности дозы излучения I (пА/кг) или в мм ленты. В последнем случае в ЭВМ вводят градуировочную характеристику каротажного радиометра. Результаты оцифровки переносят на машинный носитель в виде, предусмотренном программно-математическим обеспечением. Автономно вводятся значения поправок, указанных в равенстве (18.38). Сущность и методика определения этих поправок рассмотрены в разделе 18.6.

На выходе ЭВМ фиксируется распределение содержания урана $q(x)$ вдоль оси скважины с шагом Δ (рис. 18.9, б). Небольшие отрицательные значения q при построении гистограммы заменяются нулями. Появление отрицательных значений объясняется, как правило, некорректным выбором коэффициентов B_k .

Длину рудного интервала h с кондиционной массовой долей U , превышающей заданное бортовое значение q_3 , на месторождениях с простой радиологией находят по крайним элементарным пропласткам Δ , для которых $q_U \geq q_3$ (см. рис. 18.9, б). Внутри выделенного рудного интервала определяют среднюю массовую долю U

$$\bar{q}_U = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n q_{U_i} \quad (18.39)$$

где n — число элементарных пропластков Δ , попадающих в рудный интервал.

В случае чередования рудных и безрудных включений рудный интервал считается единым, если среднее содержание U в нем $\bar{q}_U \geq q_3$ и это же условие выполняется для крайних пропластков.

На месторождениях с резко нарушенным равновесием U и Ra , какими в первую очередь являются гидрогенные месторождения U ,

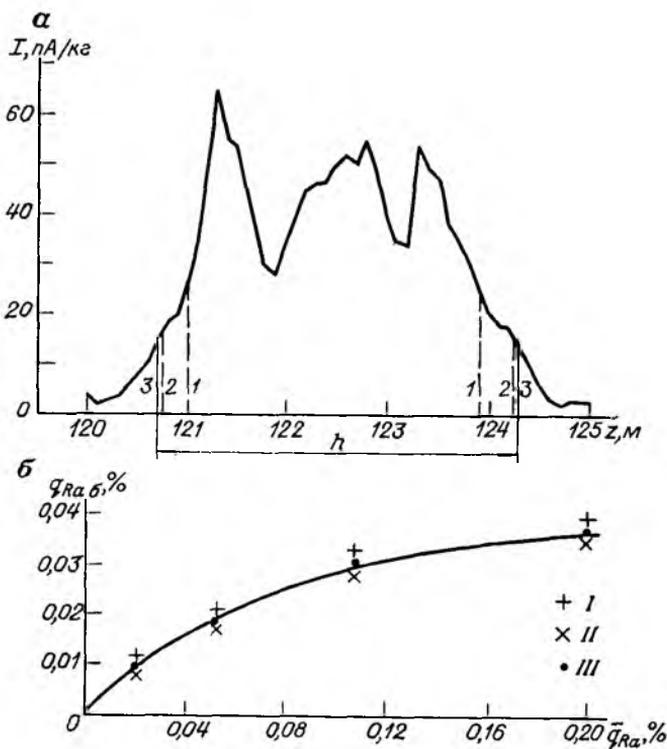


Рис. 18.10. Особенности интерпретации диаграмм γ -каротажа на гидрогенных месторождениях U (а) и зависимость бортового содержания Ra от среднего содержания его в рудном теле (б). Бортовое содержание Ra: I — в подошве, II — в кровле, III — среднее; I—3 — итерации.

предварительно изучают отдельно для кровли и подошвы зависимость бортового содержания радия $q_{Ra б}$, соответствующего бортовому содержанию урана $q_{U б}$, от среднего содержания радия $q_{Ra а}$ в границах рудного (по U) интервала (рис. 18.10, а). Программу интерпретации данных γ -каротажа строят по следующей схеме [20].

1. Вычисляют содержание радия q_{Ra} в элементарных пропластках Δ в эквиваленте равновесного урана по формуле (18.38), но без учета поправки $K_{p.p.}$

2. Выделяют предварительно аномальный интервал по Ra при условии $q_{Ra б1} = q_{U б}$ (обычно $q_{U б} = 0,03\%$ U).

3. В полученных границах находят среднее арифметическое содержание радия $q_{Ra 1}$.

4. Используя экспериментальные графики (типа показанного на рис. 18.10, б), определяют отдельно для кровли и подошвы бор-

товые содержания радия $q_{Ra\ 62}$ и во вновь полученном аномальном интервале находят среднее содержание радия \bar{q}_{Ra2} . Этот процесс повторяют несколько раз, пока границы рудного интервала перестанут изменяться. Полученное значение h является видимой мощностью рудного тела.

5. Находят массовую долю U по формуле

$$q_U = \bar{q}_{Ra} / \bar{K}_{p.p.}, \quad (18.40)$$

где $\bar{K}_{p.p.}$ — среднее значение коэффициента радиоактивного равновесия для соответствующей морфологической части рудного тела.

Набор программ по каротажу имеется в государственном или в отраслевых фондах алгоритмов и программ.

18.5. Графическая интерпретация диаграмм γ -каротажа

Диаграммы γ -каротажа изображают на миллиметровой бумаге в масштабах 1 : 50 или 1 : 20 по оси глубин. Масштаб по оси мощности дозы излучения I выбирают так, чтобы любая аномалия имела высоту не более 20 см, а площадь ее была не менее 5 см². Вычерченные диаграммы используют для определения мощности рудных тел и содержания в них урана.

Способы определения мощности рудных тел. Инструкция по γ -каротажу [23] рекомендует четыре способа определения мощности h , а именно: (1/2) I_{max} ; $z_{1/2}$; z_0 и I_z , причем первые три способа используют при резкой границе руды и вмещающей породы, четвертый — при нерезкой границе оруденения.

С п о с о б (1/2) I_{max} . Как следует из формул (18.10) и (18.11), интенсивность излучения на контакте ($z = h/2$) рудного пласта мощностью h

$$I_k(h) = (1/2) I_{max}(2h).$$

В условиях, близких к насыщению, когда $\rho h \geq 125$ г/см², с погрешностью около 5 % интенсивность $I_{max}(h) = I_{max}(2h) = I_{\infty}$. Следовательно, при мощности рудного тела $h \geq 125/\rho$ (см)

$$\lim I_k(h) = (1/2) I_{max}(h). \quad (18.41)$$

Определение мощности по способу (1/2) I_{max} сводится к нахождению точек с интенсивностью $I_k = (1/2) I_{max}$, как показано на рис. 18.11, а. Минимальную мощность рудного тела, при которой допускается [23] применение этого способа, определяют с помощью номограммы (рис. 18.11, б).

С п о с о б $z_{1/2}$. Мощность тела h определяют по ширине аномалии на половине высоты пика (в превышении над «местным» фоном) с помощью номограмм, изображенных на рис. 18.12, б. Способ рекомендуется для интерпретации острых пиков, для которых $20 \leq \rho h \leq 125$ г/см² (рис. 18.12, а). При угле встречи сква-

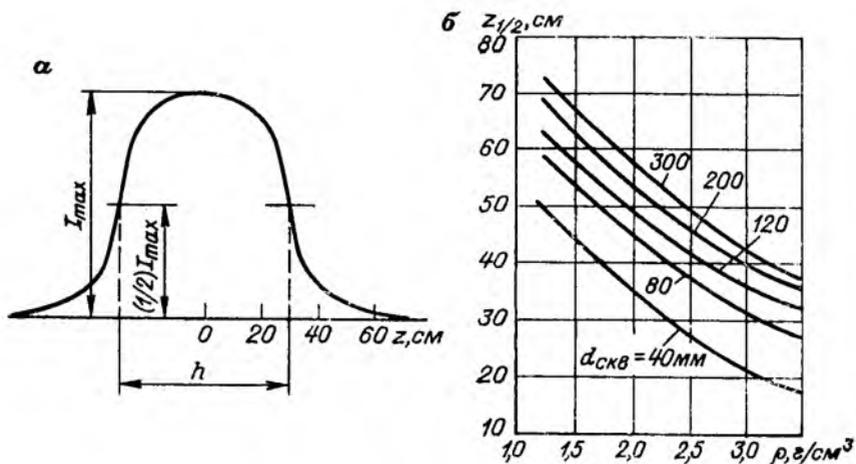


Рис. 18.11. Пример нахождения мощности рудного тела способом $(1/2) I_{max}$ (а) и номограмма для границ применимости этого способа (б).

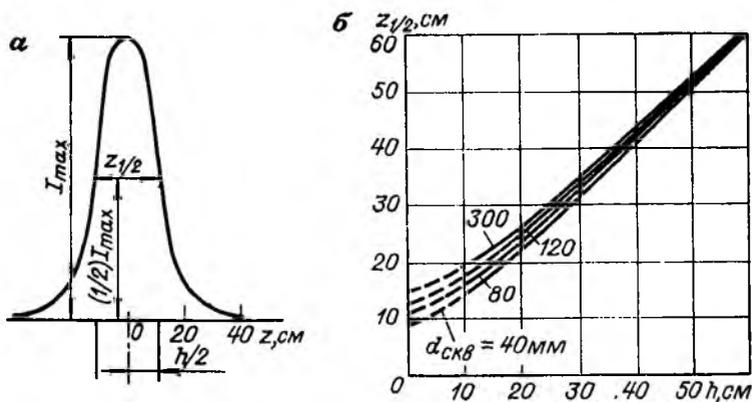


Рис. 18.12. Пример нахождения мощности рудного тела способом $z_{1/2}$ (а) и номограмма $z_{1/2}(h)$ (б).

Плотность руды $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$.

жины с рудным пластом $\alpha \leq 65^\circ$ первоначально находят ширину аномалии $z_{1/2}$, затем вычисляют

$$z_{\alpha=90^\circ} = z_{1/2} \sin \alpha,$$

после чего по номограмме рис. 18.12, б определяют $h_{ист}$ и затем

$$h_{вид} = h_{ист} / \sin \alpha.$$

Границы рудного тела находят в точках, отстоящих от концов проекции отрезка $z_{1/2}$ на расстояние

$$\Delta = (1/2)(z_{1/2} - h_{вид}). \quad (18.42)$$

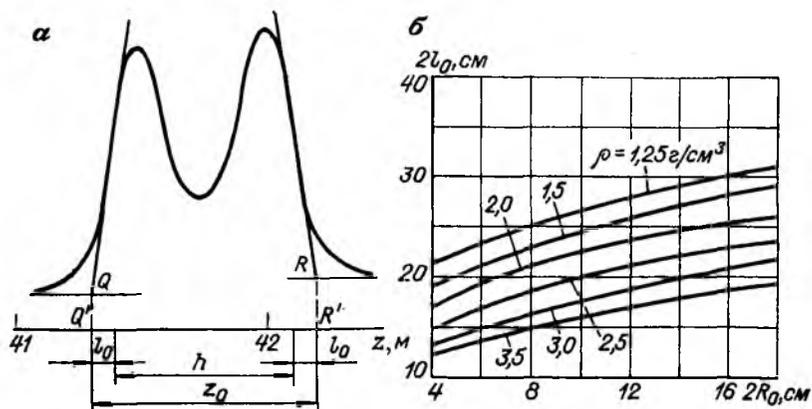


Рис. 18.13. Пример нахождения мощности рудного тела способом z_0 (а) и номограмма для определения параметра уширения аномалии $2l_0$ (б).

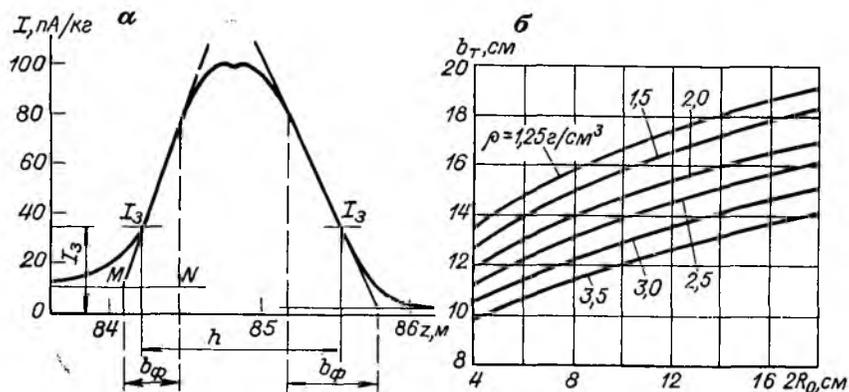


Рис. 18.14. Пример нахождения мощности рудного тела способом заданной интенсивности I_3 (а) и номограмма для определения параметра b_T (б).

Способ z_0 . Экспериментальные и расчетные данные показывают, что при любой мощности рудного тела расстояние l_0 от контакта до проекции на ось глубин точки пересечения прямолинейного участка крыла аномалии с линией фона (см. точку Q на рис. 18.13, а) есть величина постоянная, зависящая лишь от плотности ρ руды, диаметра скважины $d_{\text{скв}}$ и угла α . Этот факт положен в основу способа z_0 .

Видимая мощность рудного тела

$$h = z_0 - 2l_0 / \sin \alpha, \quad (18.43)$$

где z_0 — ширина аномалии на уровне фона (отрезок $Q'R'$ на рис. 18.13, а); l_0 — уширение аномалии, определяемое по номограмме (рис. 18.13, б).

Для нахождения z_0 на каждом крыле аномалии проводят линии фона и до пересечения с ними продолжают прямолинейные отрезки крыльев. Границы рудного тела соответствуют точкам, отстоящим от концов отрезка z_0 на расстояние $l_0/\sin \alpha$.

Способ z_0 рекомендуют в первую очередь для нахождения границ пачки и для выделения маломощных пропластков внутри ее. Этот способ дает хорошие результаты при близких значениях плотности руды и плотности вмещающей породы.

Способ заданной интенсивности I_3 . Экспериментальные наблюдения на рудных моделях с нарастающим содержанием U к центру тела показывают, что границы оруденения с заданным бортовым содержанием урана q_3 соответствуют точкам γ -каротажной диаграммы (рис. 18.14, а), в которых заданная мощность дозы излучения

$$I_3 = q_3 K_0 K_{p.p} \Pi_T \Pi_{ж} \cdot 100; \quad (18.44)$$

здесь обозначения величин аналогичны принятым в формуле (18.24).

Способ I_3 используют для интерпретации диаграмм с пологими крыльями, соответствующими нерезкой границе руды и вмещающей породы. Хорошие результаты получаются при значении $\rho h \geq 100$ г/см². Невыполнение этого условия приводит к завышению мощности h в случае богатых руд и к занижению ее в случае бедного оруденения — с содержанием U близким к q_3 . Этот способ является основным на месторождениях U гидрогенного типа.

Вопрос о резкой или нерезкой границе рудного тела с вмещающей породой и соответственно вопрос о выборе способа определения мощности решается с помощью номограммы b_T (рис. 18.14, б). Граница рудного тела считается резкой, если выполняется условие

$$b_\phi \sin \alpha \leq 2b_T, \quad (18.45)$$

где b_ϕ — длина проекции на ось глубин прямолинейного участка крыла, продолженного до пересечения с уровнем фона (отрезок MN на рис. 18.14, а).

В противном случае оруденение на контакте считается неравномерным и для нахождения мощности h используют способ I_3 .

Пачка пластов. Под пачкой понимают совокупность пластов с разным содержанием радионуклидов. Границы пачки устанавливают способами $(1/2) I_{\max}$, z_0 , I_3 (рис. 18.15). Как и при машинной интерпретации, пачка считается единой, если средневзвешенное содержание U в ней превышает бортовое содержание U ($\bar{q} \geq q_3$). Такое же требование предъявляется и к ее крайним пластам. Фланги с содержанием $q_U < q_3$ учитывают при подсчете запасов забалансовых руд.

Способы определения содержания урана. Содержание U находят следующими способами: 1) площади S ; 2) максимальной интенсив-

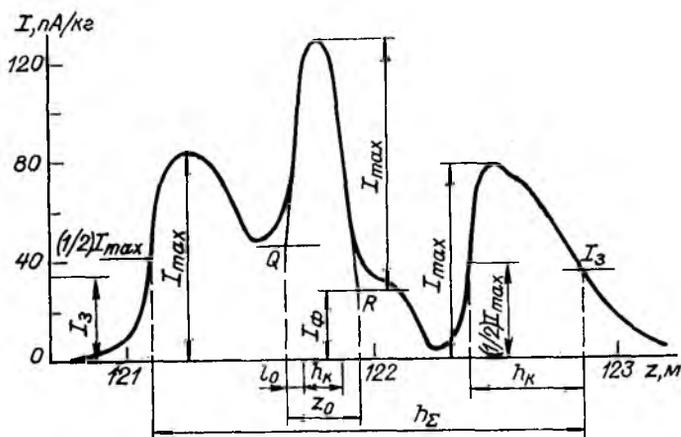


Рис. 18.15. Пример выделения границ пачки пластов и отдельных пластов внутри пачки.

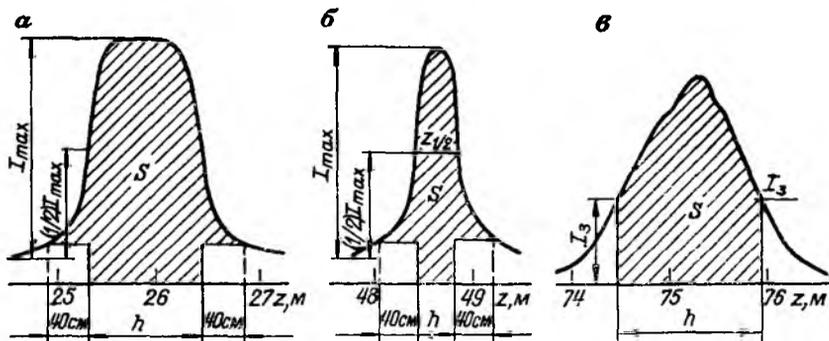


Рис. 18.16. Приемы выделения площади диаграммы S при нахождении мощности пластов способами $(1/2)I_{\max}$ (а), $z_{1/2}$ (б), I_3 (в).

ности I_{\max} ; 3) отношения площадей s/S , где s — площадь диаграммы в границах тела; S — общая площадь диаграммы.

Способ S . Исходной для определения содержания U является зависимость (18.24). На диаграмме каротажа находят границы пласта или пачки пластов мощностью h и затем выделяют площадь S : при резкой границе — контуром, включающим крылья кривой на 40 см от границы тела (рис. 18.16, а и б), при нерезкой — ординатами со значениями I_3 (рис. 18.16, в).

Площадь аномалии на бумаге B (см^2) находят с помощью планиметра (не менее двух раз) или способом трапеции. Если $B \leq 5 \text{ см}^2$, диаграмму перестраивают в более крупном масштабе. Значение S

Т а б л и ц а 18.5. Коэффициенты $K_{\text{ТР}}$ трансформации γ -поля для богатых урановых руд

Содержание U, %	$Z_{\text{эф}} < 10$			$10 \leq Z_{\text{эф}} < 18$			$18 \leq Z_{\text{эф}} < 24$		
	$I_{\text{изм}}$		$K_{\text{ТР}}$	$I_{\text{изм}}$		$K_{\text{ТР}}$	$I_{\text{изм}}$		$K_{\text{ТР}}$
	пА/кг	10^3 мкР/ч		пА/кг	10^3 мкР/ч		пА/кг	10^3 мкР/ч	
0,4	330	4,6	1,043	—	—	—	—	—	—
0,6	490	6,8	1,059	480	6,7	1,030	—	—	—
0,8	650	9,0	1,067	630	8,8	1,045	—	—	—
1,0	790	11,0	1,091	780	10,9	1,055	750	10,5	1,048
2,0	1505	21,0	1,143	1500	20,9	1,100	1470	20,5	1,073
4,0	2870	40,0	1,200	2830	39,5	1,165	2800	39,0	1,128
6,0	4090	57,0	1,263	4050	56,5	1,221	3980	55,5	1,189
8,0	5160	72,0	1,333	5160	72,0	1,278	5130	71,5	1,231
10,0	6170	86,0	1,395	6170	86,0	1,337	6100	85,0	1,287

$\{(\text{пА/кг}) \cdot \text{см}\}$ вычисляют по формуле (18.25). Это основной способ определения q_U .

С п о с о б I_{max} . В соответствии с исходным выражением (18.23) содержание урана (%)

$$q_U = \frac{I_{\Phi} + I_{\text{max}} h / C_h}{K_0 K_{\text{р. п}} \Pi_{\text{т}} \Pi_{\text{ж}}} \cdot 0,01, \quad (18.46)$$

где $I_{\text{max}} h$ — амплитуда аномалии (пА/кг) в превышении над местным фоном при мощности тела h (см. рис. 18.15); C_h — поправка на недонасыщение рудного тела, которую определяют по соответствующей кривой насыщения (рис. 18.2, а) при найденном значении h .

Способ I_{max} используют для интерпретации аномалий, крылья которых осложнены влиянием забалансовых руд, а также при наличии острых аномальных пиков внутри пачки.

С п о с о б s/S . Этот способ имеет ограниченное применение. Его сущность изложена в инструкции [23].

Особенности определения q_U в богатых рудах. В рудах с содержанием U более 0,5 % заметно возрастает эффективный атомный номер $Z_{\text{эф}}$, уменьшается электронная плотность \bar{N} (см. табл. 18.3), снижается удельная интенсивность γ -излучения и уменьшается пересчетный коэффициент K_0 (см. рис. 18.8). Принцип интерпретации каротажных данных в случае богатых руд состоит в том, что наблюдаемая диаграмма трансформируется в кривую (рис. 18.17), которая была бы при значении пересчетного коэффициента $K_0 = 8,25 \text{ пА/}(\text{кг} \cdot 0,01 \% \text{ U})$. Трансформацию осуществляют на основе табл. 18.5 умножением измеренных ординат $I_{\text{изм}}$

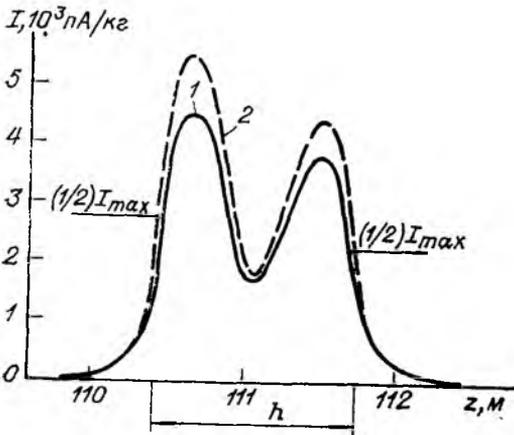


Рис. 18.17. Трансформация каротажной диаграммы над богатыми урановыми рудами.
Кривые: 1 — измеренная, 2 — трансформированная.

(см. кривую 1 на рис. 18.17) на коэффициент трансформации $K_{тр}$, так что

$$I_{тр} = I_{изм} K_{тр}. \quad (18.47)$$

Трансформированные кривые (см. кривую 2 на рис. 18.17) интерпретируют обычным способом при значении $K_0 = 8,25 \text{ пА}/(\text{кг} \cdot 0,01 \% \text{ U})$. Поправку на нарушение радиоактивного равновесия вводят в результаты каротажа до трансформации.

18.6. Поправки при расчете содержания урана

Рассмотрим сущность и методику учета поправок в равенствах (18.24) и (18.38).

1. Поправки Π_T и $\Pi_{ж}$ (табл. 18.6) на ослабление излучения в трубах толщиной d_T и в промывочной жидкости с толщиной слоя $d_{ж}$ характеризуют долю оставшегося излучения после прохожде-

Таблица 18.6. Поправки на ослабление γ -излучения в промежуточной зоне скважины для стандартных условий каротажа [23] (детектор / стенки скважины)

Толщина труб d_T , мм (или слоя жидкости $d_{ж}$, г/см ²)	Поправки		Толщина труб d_T , мм (или слоя жидкости $d_{ж}$, г/см ²)	Поправки	
	Π_T	$\Pi_{ж}$		Π_T	$\Pi_{ж}$
0,0	1,0	1,0	7	0,78	0,81
1	0,96	0,96	8	0,75	0,80
2	0,93	0,93	9	0,72	0,78
3	0,90	0,90	10	0,70	0,76
4	0,87	0,88	12	0,66	0,74
5	0,84	0,85	14	—	0,71
6	0,80	0,83	16	—	0,69

ния промежуточной зоны скважины. Толщина слоя (г/см^2) промы-
вочной жидкости плотностью $\rho_{\text{ж}}$ составляет

$$d_{\text{ж}} = (1/2) \rho_{\text{ж}} (D_{\text{скв}} - D_{\text{с. п}} - 2d_{\text{т}}), \quad (18.48)$$

где $D_{\text{скв}}$ и $D_{\text{с. п}}$ — диаметры скважины и скважинного прибора.

Средний диаметр скважины находят с учетом данных каверно-
граммы:

$$D_{\text{скв}} = S_{\text{к}}/h_{\text{к}}, \quad (18.49)$$

где $S_{\text{к}}$ — площадь кавернограммы в границах аномальной зоны
мощностью $h_{\text{к}}$.

2. Поправка $K_{\text{р.р}}$ [см. выражения (18.24), (18.38), (18.40),
(18.46)], учитывающая нарушение радиоактивного равновесия меж-
ду U и Ra , вводится в связи с тем, что объектом изучения яв-
ляется U в рудах, а подавляющая доля γ -излучения, регистрируе-
мого каротажной аппаратурой, создается продуктами распада Ra .
На первых этапах исследования месторождения коэффициент ра-
диоактивного равновесия $K_{\text{р.р}}$ определяют в секционных пробах
длиной 20—50 см всех рудных пересечений, где выход керна не
менее 75 %. По этим данным устанавливают изменчивость $K_{\text{р.р}}$
на площади, в разрезе, в зависимости от геохимической зональнос-
ти, от содержания U и Th в руде.

В итоге составляют предварительную карту изменчивости $K_{\text{р.р}}$
и на ней намечают участки, где изменчивость $K_{\text{р.р}}$ невысока и зна-
чения $K_{\text{р.р}}$ подчинены нормальному распределению. В дальнейшем
анализируют керн на $K_{\text{р.р}}$ выборочно, используя групповые пробы,
отбираемые в однотипных геохимических условиях. Особое внима-
ние изучению $K_{\text{р.р}}$ уделяется на гидрогенных месторождениях
[20]. Средние значения $K_{\text{р.р}}$ по рудным интервалам объединяют
в самостоятельные выборки для мешковых частей ролла, для верх-
них и нижних крыльев его. Для каждой выборки находят средние
арифметическое $\bar{K}_{\text{р.р}}$ и гармоническое $\tilde{K}_{\text{р.р}}$ значения коэффициента
равновесия и среднее квадратическое отклонение $\sigma_{K_{\text{р.р}}}$.

В расчете массовой доли U по формулам (18.24), (18.38), (18.40)
используют средние значения $K_{\text{р.р}}$ для участков рудного тела, где
 $\sigma_{K_{\text{р.р}}} \leq 0,25$. На эндогенных месторождениях с равновесными ру-
дами это значение снижается до 0,1. Если $\sigma_{K_{\text{р.р}}}$ больше указанных
значений, то проводят статистический анализ однородности вы-
борок, исключают из расчета крайние члены выборок, изучают
зависимость $K_{\text{р.р}}$ от среднего содержания Ra , от мощности h , ли-
нейной продуктивности qh и по совокупности данных разрабаты-
вают схему учета $K_{\text{р.р}}$. Исходя из структуры погрешности $K_{\text{р.р}}$ при
осреднении, в расчетах q_U целесообразно использовать средние
гармонические значения

$$\tilde{K}_{\text{р.р}} = \sum_i q_{Ra\ i} / \sum_i q_{U\ i}, \quad (18.50)$$

где содержание Ra дано в единицах равновесного U .

На некоторых месторождениях отмечается избирательное вымывание U из керна в процессе бурения. Этот факт устанавливают в лабораторных условиях изучением содержания U в промывочной жидкости, в которую предварительно помещают на несколько часов керн. Если факт потери части U подтверждается, коэффициент $K_{p,p}$ находят не по керновым пробам, а по данным опробования руд в поверхностных и подземных выработках.

3. Поправка на присутствие Th в рудах вводится тогда, когда на месторождении в целом или на отдельных его участках $q_{Th} > 0,1q_{U6}$. Расчетная формула имеет вид

$$q_U = q_K - \bar{\gamma} q_{Th} / K_{p,p}, \quad (18.51)$$

где q_K — содержание U, вычисленное по формулам (18.24), (18.38), (18.40); $\bar{\gamma}$ — урановый эквивалент Th ($\bar{\gamma} = 0,4$ для стандартных условий каротажа); \bar{q}_{Th} — среднее содержание Th в рудном теле или в части тела, где коэффициент вариации V_{Th} концентрации Th не превышает 25 % (при $q_{Th} \leq 0,5q_U$ допускается значение V_{Th} до 50 %); среднюю массовую долю q_{Th} находят по данным анализа проб керна, где выход его не менее 75 %. При наличии корреляции содержаний U и Th значение q_{Th} в формуле (18.51) берут с корреляционного графика.

На месторождениях с резко переменным содержанием Th, некоррелируемым с содержанием U, выполняют γ -спектральный каротаж (см. раздел 18.8) и по его данным учитывают q_{Th} в каждом рудном пересечении.

4. Поправка на эманирование P вводится в связи с потерей части свободной эманации в околоскважинном пространстве, что обусловлено: а) диффузионным выделением Rn в скважину, промываемую в процессе бурения; б) отжатием Rn от стенок вследствие различия гидростатического давления в рудном теле и скважине [20]. Эффект наиболее сильно проявлен на месторождениях с высокоэманлирующими и пористыми рудами. Он устанавливается и изучается или сопоставлением результатов каротажа и опробования керна, или наблюдениями за изменением во времени площади каротажной диаграммы в скважине, обсаженной трубами [43]. Во втором случае находят площадь диаграммы S_0 сразу после установки труб и затем определяют ее ежедневно в течение 7—10 сут — до выхода кривой S_τ на асимптоту. Поправка на эманирование и отжатие

$$P = S_\tau / S_0. \quad (18.52)$$

Поправка P учитывается при расчете массовой доли U [см. равенства (18.24) и (18.38)], если ее значение превышает 1,05.

5. Поправку на различие плотности руды ρ_r и вмещающей породы ρ_n вводят лишь при малых мощностях рудных тел (до 0,5—0,7 м) и при разности плотностей руды ρ_r и вмещающей породы

висячего $\rho_{п1}$ и лежащего $\rho_{п2}$ бока не менее 20 %. Содержание U (%)

$$q_U = \frac{S_{п1}\rho_{п1} + S_p\rho_p + S_{п2}\rho_{п2}}{K_0\rho_p h K_{p.p}} \cdot 0,01. \quad (18.53)$$

Если руда приурочена к контакту пород разной плотности, то содержание U определяют в каждом из типов руд [23].

6. Поправку на влажность ω учитывают лишь при расчете q_U на сухое рудное вещество, когда значение $\omega > 0,03$. Пробы керна анализируют сразу после извлечения его из скважины, определяя массу во влажном ($M_{вл}$) и воздушно-сухом ($M_{сух}$) состоянии. Влажность вычисляют по формуле

$$\omega = (M_{вл} - M_{сух})/M_{вл}. \quad (18.54)$$

18.7. Методика рудного γ -каротажа

Комплекс каротажных работ включает шесть этапов: 1) подготовку аппаратуры и оборудования к работе; 2) подготовку скважины к каротажу; 3) выполнение каротажа; 4) обработку и оформление каротажных диаграмм и подготовку их к интерпретации; 5) контроль результатов каротажа; 6) радиометрическое изучение керна. Все перечисленные виды работ регламентируются инструкцией по каротажу [20, 23]. Здесь рассмотрим лишь наиболее важные положения методики.

Аппаратура; настройка и градуирование. Рудный каротаж выполняют установленными на автомобилях станциями, снабженными каротажными радиометрами типа ПКС («Зонд»), ПРМК-103 («Обь»), РПЦ («Иртыш»), УКП-77, АГА-201, регистраторами Н-381, Н-361, ПАСК-8, кодировщиком КОД-78 с выводом результатов измерений на перфоратор УВЛ-75/20 и на твердотельные накопители БВИ-ЗУ.

В качестве детекторов используют монокристаллы NaI (Tl) и CsI (Tl) с фотоумножителями ФЭУ-85, ФЭУ-86, реже ФЭУ-35 и ФЭУ-67. Сцинтилляторы экранируют листовым свинцом толщиной 1,35 мм.

Каротажный кабель выбирают в зависимости от глубины скважин: 250 м — КГ-1-2-50ШК; 400 м — КГ-3-3-70Ш; 1000 м — КГ-11-18-40 К; 2000 м — КГ-1-30-90, КГ-1-30-180, КГ-3-18-70ШК; 6000 м — КГ-3-70-180.

Настройка и подготовка каротажной станции к работе включает следующие основные операции: 1) подбор детекторов, экранов и ФЭУ и снятие характеристик в условиях разных температур; 2) герметизацию скважинных приборов; 3) разметку кабеля и проверку сопротивления изоляции; 4) установку порога регистрации импульсов схемой; 5) градуирование радиометра радиевым источником. Все эти операции регламентируются действующими инструк-

циями по γ -каротажу [23] и методическими руководствами по эксплуатации аппаратуры, и поэтому здесь они не обсуждаются.

Подготовка скважин и выполнение каротажа. Скважину готовит к каротажу буровая бригада в соответствии с техническими условиями, предусмотренными проектом работ геологоразведочной партии. Готовность скважины актируется. Особо отмечается наличие уступов, обвалов, пробок и их глубина. Буровая бригада присутствует на скважине до окончания каротажа.

Каротажный отряд прибывает на скважину до завершения ее подготовки. Действия этого отряда определяет инструкция [23]. Скважины с радоновыми водами промывают в течение 2—3 ч непосредственно перед каротажом, сухие скважины продувают сжатым воздухом до каротажа и в процессе его. Глубокие скважины с интенсивным выделением радоновых вод рекомендуется заполнять засоленным глинистым раствором с концентрацией NaCl около 200 кг на 1 м³.

Спуск скважинного прибора в скважину осуществляют со скоростью не более 1500 м/ч. У забоя скорость спуска снижают до 50 м/ч. Во избежание прихвата прибора остановка на забое не должна превышать 1 мин.

Каротаж выполняют при подъеме скважинного прибора. В нормальном γ -поле скорость подъема должна быть не более 500 м/ч при постоянной записи $\tau = 1 \div 2$ с и масштабе записи 1 : 200. В аномальных зонах скорость подъема v при аналоговой записи равна 60, 100, 150 и 180 м/ч соответственно для сцинтилляторов 10 × 40; 18 × 40; 30 × 40 и 30 × 70 мм при значениях τ от 2 до 5 с для первой пары кристаллов и 0,5—1,0 с для второй пары. Для приборов с цифровой регистрацией допускается увеличение v до 300 м/ч в случае малых кристаллов и до 500 м/ч в случае больших кристаллов. Масштаб записи 1 : 50 или 1 : 20.

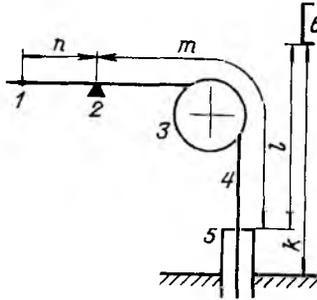
Детализации подвергают аномалии более 3,5 пА/кг. Изучаемый интервал должен содержать не менее двух меток глубины с выходом из аномальной зоны не менее чем на 1 м. На гидрогенных месторождениях детализацию проводят по всему продуктивному горизонту с выходом в водоупорные породы.

Обработка и оформление каротажных диаграмм; оценка результатов каротажа. При цифровой регистрации первичный документ — это машинный носитель с предусмотренной программой информацией. Подготовку массива к интерпретации ведут в соответствии с указаниями программно-математического обеспечения.

Камеральная обработка аналоговых лент включает: 1) контроль расстояний между метками, нанесенными на ленте, а также проверку правильности глубины забоя, соответствия требуемой и фактической скорости подъема скважинного прибора; 2) определение истинных глубин меток; 3) изображение результатов каротажа на геологической колонке; 4) вычисление аппаратурной мощности дозы I , пА/кг; 5) оцифровку аномальных зон для целей интерпре-

Рис. 18.18. Схема привязки каротажных наблюдений по глубине.

1 — метка; 2 — пункт отметки меток; 3 — блок-баланс; 4 — кабель; 5 — кондуктор; 6 — опорная точка.



тации на ЭВМ; б) построение отдельных участков диаграмм для контрольной графической интерпретации; оценку достоверности результатов каротажа. Выполнение этих операций регламентирована инструкцией [20, 23].

Истинная глубина j -й метки (счет ведется от первой метки)

$$L = (j-1)R + C - [m + (k-l)], \quad (18.55)$$

где R — расстояние между метками на кабеле; C — цена первой метки, равная расстоянию от нее до центра детектора; m , k , l — расстояния, обозначенные на рис. 18.18.

Истинная глубина любой точки на диаграмме между метками j и $j+1$

$$H = L + d, \quad (18.56)$$

где d — расстояние от определяемой точки до метки с номером j .

Случайную погрешность γ -каротажа определяют повторными наблюдениями рудных интервалов скважин (не менее 30 интервалов). На участках с неустойчивыми породами допускается замена повторного каротажа периодическими наблюдениями в специально оборудованной контрольной рудной скважине.

Относительная случайная погрешность δ (%) вычисляется по формуле [23]

$$\delta_S = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left[\frac{2(S_{0i} - S_i)}{S_{0i} + S_i} \right]^2} \cdot 100, \quad (18.57)$$

где n — число повторных измерений; S_{0i} и S_i — площади диаграмм основного и повторного каротажа i -го интервала.

Качество работ считается удовлетворительным, если при $n > 20$ значение δ_S не превышает 7%. Такое же требование относится к погрешности линейной продуктивности qh (м. %). Погрешность определения мощности h должна быть не более 5 см.

На месторождениях со сложной радиологией (нарушено равновесие U и Ra , присутствует Th , есть приток радоновых вод) выполняют внешний контроль каротажа. Для этого проводят опробова-

ние керна, отбираемого в рудных интервалах, где его выход не менее 75 %, или выполняют каротаж методом КНД-М. Сопоставляют по каждому классу руд (забалансовые, рядовые, богатые) не менее 30 рудных интервалов по 20 и более скважинам, распределенным по всей площади месторождения. Наличие систематической погрешности выявляют по разности средних параметров рудных тел, определенных по γ -каротажу и опробованию керна или методу КНД-М. Значимость расхождений оценивают по V - или t -статистике [23].

Результаты γ -каротажа признаются достоверными, если систематическая погрешность линейной продуктивности qh незначима или не превышает 0,8 случайной погрешности. При значимом расхождении значений qh данные γ -каротажа исправляют с учетом структуры погрешности.

18.8. Рудный γ -спектральный каротаж

Гамма-спектральный каротаж (ГСК) применяется для опробования урано-ториевых руд при любом распределении U и Th. Метрологической особенностью рудного ГСК по сравнению с наземной и воздушной γ -спектрометрией (см. главу 8) является использование удлинённых детекторов малых диаметров и как следствие этого — выбор широких энергетических окон, способных обеспечить необходимую статистическую погрешность частоты импульсов. Кроме того, теория и практика рудного ГСК не учитывают излучение K из-за малого относительного вклада его по сравнению с излучением U и Th. В принципе рудный ГСК можно выполнять аппаратурой на сцинтилляторах и ППД, однако широкое производственное внедрение имеет лишь ГСК на сцинтилляторах [57, 62, 63].

Диаграммы γ -спектрального каротажа и принцип их интерпретации. Главным параметром, определяющим форму диаграммы ГСК, является эффективный массовый коэффициент ослабления γ -излучения μ_{ij}/ρ в руде и вмещающей породе. Как видно из табл. 2.8, его значения мало зависят от положения окон на энергетической шкале и близки к эффективному коэффициенту μ интегрального каротажа (см. раздел 18.1). Это позволяет распространить математические решения, основные выводы теории интегрального каротажа и принципы интерпретации диаграмм на рудный ГСК.

Для вычисления кривых насыщения $N_{\max ij}(h)/N_{\infty ij}$ (где h — мощность рудного тела) можно использовать равенства (18.5) и (18.18); для нахождения частоты импульсов $N_{\infty ij}$ в бесконечной среде — выражение (18.23), в котором вместо K_0 будет пересчитанный коэффициент a_{ij} [имп/(с·0,01 %)]; для расчетов диаграмм $N_i(h, z)$ (где z — текущая координата по оси скважины) — формулы (18.10) и (18.11).

Таблица 18.7. Поправки на ослабление γ -излучения в промежуточной зоне скважины для условий γ -спектрального каротажа

Толщина труб (Fe), мм (вкл слоя воды, см)	Π_{1U}		Π_{2U}		Π_{1Th}		Π_{2Th}	
	Fe	H ₂ O	Fe	H ₂ O	Fe	H ₂ O	Fe	H ₂ O
1	0,96	0,95	0,96	0,95	0,97	0,96	0,97	0,96
2	0,93	0,91	0,92	0,91	0,94	0,93	0,94	0,93
3	0,89	0,88	0,88	0,87	0,91	0,90	0,90	0,89
4	0,86	0,85	0,85	0,84	0,88	0,87	0,88	0,86
5	0,82	0,81	0,81	0,81	0,85	0,84	0,84	0,83
7	0,76	0,77	0,75	0,76	0,79	0,79	0,78	0,78
10	0,68	0,72	0,67	0,70	0,72	0,74	0,70	0,72
15	0,58	0,65	0,56	0,64	0,63	0,68	0,60	0,67

В соответствии с данными табл. 2.8, диаграммы ГСК, вычисленные для разных энергетических участков γ -спектра, заметно различаются лишь на крыльях. Это положение позволяет применить в ГСК теорему о площади и записать вместо равенств (18.22) и (18.23) следующие исходные уравнения для нахождения содержания U и Th при любой мощности рудного тела h :

$$S_1/h = N_{\infty 1} = (a_{1U}\Pi_{1U}q_U K_{p.p} + a_{1Th}\Pi_{1Th}q_{Th}) \cdot 100; \quad (18.58)$$

$$S_2/h = N_{\infty 2} = (a_{2U}\Pi_{2U}q_U K_{p.p} + a_{2Th}\Pi_{2Th}q_{Th}) \cdot 100,$$

где S_1 и S_2 — площади каротажных диаграмм (см·имп/с), зарегистрированные в окнах 1 и 2 γ -спектрометра (см. табл. 8.2); a_{ij} — пересчетные коэффициенты, выявленные при градуировании спектрометров на насыщенных и малых рудных моделях (см. раздел 8.4); $K_{p.p}$ — коэффициент радиоактивного равновесия в ряду U; $\Pi_{ij} = \Pi_{tij}\Pi_{жиj}$ — поправки на ослабление излучения U и Th в обсадных трубах и в промысловой жидкости (табл. 18.7).

Решение системы (18.58) относительно q_U и q_{Th} (%) дает следующие рабочие формулы:

$$q_U = 0,01 (a_{2Th}\Pi_{2Th}S_1/h - a_{1Th}\Pi_{1Th}S_2/h) / (DK_{p.p}); \quad (18.59)$$

$$q_{Th} = 0,01 (a_{1U}\Pi_{1U}S_2/h - a_{2U}\Pi_{2U}S_1/h) / D, \quad (18.60)$$

где

$$D = a_{1U}a_{2Th}\Pi_{1U}\Pi_{2Th} - a_{2U}a_{1Th}\Pi_{2U}\Pi_{1Th}. \quad (18.61)$$

Площади диаграмм S_1 и S_2 выделяют, как показано на рис. 18.16, в зависимости от способа нахождения h , и вычисляют по формуле (18.25).

Равенства (18.59) и (18.60) позволяют находить средние содержания U и Th в рудном теле. Для выделения границ уранового

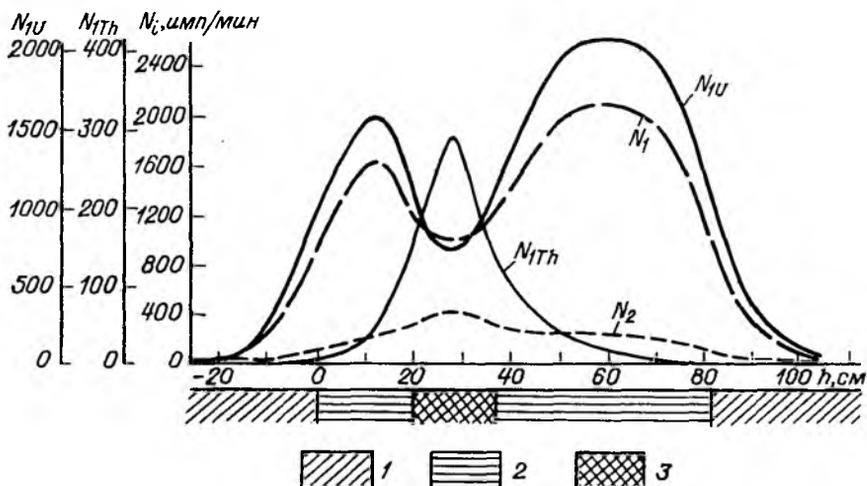


Рис. 18.19. Пример выделения урановой N_{1U} и ториевой N_{1Th} составляющих излучения в первом окне.

Модель: 1 — порода, 2 — урановая руда, 3 — ториевая руда.

Графики частоты импульсов: N_1 — в окне 1,05—1,35 МэВ, N_2 — в окне 2,05—2,65 МэВ.

и ториевого оруденения внутри рудной зоны и для последующей дифференциальной интерпретации диаграмм ГСК проводят разделение урановой и ториевой составляющих излучения (имп/с), зарегистрированных в первом энергетическом окне спектрометра. Вновь полученные диаграммы $N_{1U}(z)$ и $N_{1Th}(z)$ интерпретируют независимо, используя приемы интегрального каротажа [23], принимая в формуле (18.24) в качестве пересчетного коэффициента a_{1U} для составляющей N_{1U} и a_{1Th} — для N_{1Th} .

Исходные уравнения для разделения составляющих излучения:

$$N_1 = N_{1U} + N_{1Th}; \quad (18.62)$$

$$N_2 = N_{2U} + N_{2Th} = N_{1U}a_{2U}/a_{1U} + N_{1Th}a_{2Th}/a_{1Th},$$

где N_1 и N_2 — скорости счета в каналах спектрометра, имп/с.

Возможность замены N_{2j} на $N_{1j}a_{2j}/a_{1j}$ в равенстве (18.62) доказана экспериментально [49], ибо форма аппаратных спектров излучения U и Th, а также отношение частоты импульсов в рабочих окнах спектрометра остаются практически одинаковыми как в точках внутри рудного тела, так и за его границами.

Решение системы уравнений (18.62) с учетом ослабления излучения в промежуточной зоне скважины приводит к следующим формулам:

$$\begin{aligned} N_{1U} &= (N_1 a_{1U} a_{2Th} \Pi_{1U} \Pi_{2Th} - N_2 a_{1U} a_{1Th} \Pi_{1U} \Pi_{1Th}) / D; \\ N_{1Th} &= (N_2 a_{1U} a_{1Th} \Pi_{1U} \Pi_{1Th} - N_1 a_{2U} a_{1Th} \Pi_{2U} \Pi_{1Th}) / D. \end{aligned} \quad (18.63)$$

Преимущество такого способа обработки иллюстрирует рис. 18.19. На нем видно, что ториевое оруденение находится внутри уранового рудного тела.

Интерпретацию диаграмм $N_{1U}(z)$ и $N_{1Th}(z)$ на ЭВМ выполняют на основе алгоритма, разработанного для интегрального каротажа (см. раздел 18.4). Формула для расчета содержания радионуклидов аналогична выражению (18.38):

$$q_j(x_n) = \frac{1}{a_{1j} K_{p.p} \Pi_{1j}} \sum_{k=-N}^N B_{k,1j} N_{1j}(x_n + k\Delta), \quad (18.64)$$

где Δ — шаг квантования.

Так как коэффициенты ослабления μ_{ij}/ρ (см. табл. 2.8) и форма аномалий над элементарным пластом (рис. 18.20) для излучения U и Th в энергетических окнах 1 и 2 близки между собой и близки к параметрам аномалии интегрального каротажа, то при расчете $q_j(x)$ без значительной ошибки можно использовать коэффициенты B_k (см. табл. 18.4) для соответствующих условий интегрального каротажа [23].

В принципе коэффициенты $B_{k,ij}$ для условий ГСК должны вычисляться путем решения системы уравнений типа уравнений Фредгольма, записанных для разных энергетических окон:

$$N_i(z) = a_{iU} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{iU}(z-x) q_U(x) dx + a_{iTh} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{iTh}(z-x) q_{Th}(x) dx \quad (18.65)$$

[здесь обозначения аналогичны принятым в уравнении (18.36)], или способом обратной матрицы с использованием диаграммы γ -каротажа над элементарным пластом [15].

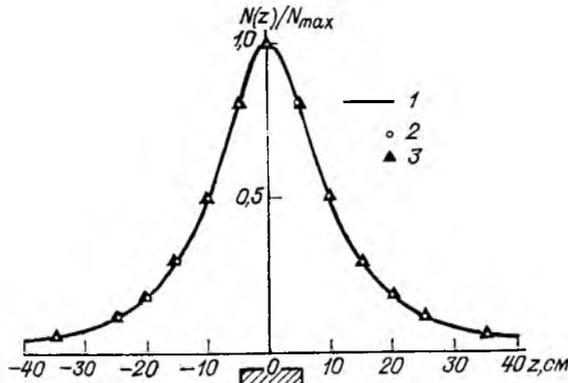


Рис. 18.20. Форма γ -аномалии над элементарным пластом урановой руды (по экспериментальным данным).

1 — для интегрального каротажного радиометра с порогом 30 кэВ, детектор NaI(Tl) в экране 2,5 мм Fe+1,35 мм Pb; 2, 3 — для γ -спектрометра с окнами соответственно 1,0—1,6 и 2,05—2,65 МэВ.

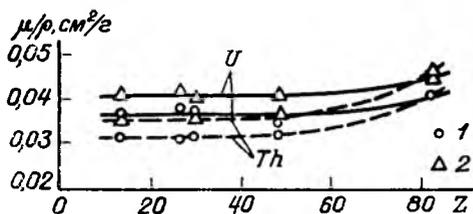


Рис. 18.21. Эффективные массовые коэффициенты ослабления γ -излучения U и Th в средах с разным атомным номером Z для энергетических окон 1,0—1,6 (1) и 2,05—2,65 МэВ (2).

В случае графической интерпретации мощность рудных тел h определяют способами, заимствованными из теории и практики интегрального каротажа: $(1/2) N_{i \max}$, $z_{1/2}$, z_0 , заданной скорости счета $N_{1\text{ж}}$. Нужный способ выбирают в зависимости от условий залегания оруденения (см. раздел 18.5). Приемы нахождения h по диаграммам составляющих излучения $N_{1U}(z)$ и $N_{1Th}(z)$ такие же, как по диаграммам интегрального каротажа. При неравномерном оруденении границы U- и Th-рудных тел с заданным содержанием q_3 соответствуют точкам с частотой импульсов

$$N_{1U3} = a_{1U} q_{U3} K_{p.p} P_{1U} \cdot 100. \quad (18.66)$$

Если диаграммы ГСК выражены в скоростях счета N_1 и N по каналам спектрометра, мощность h находят по кривой $N_1(z)$ и полученные границы тела наносят на диаграмму $N_2(z)$. Граница уранового тела при неравномерном оруденении приблизительно соответствует точкам с частотой импульсов

$$N_{13} = a_{1U} (q_{U3} K_{p.p} + \gamma_1 \bar{q}_{Th}) P_{1U} \cdot 100, \quad (18.67)$$

где \bar{q}_{Th} — среднее содержание Th в рудном теле; γ_1 — урановый эквивалент Th для первого энергетического окна.

Так как форма γ -спектральных кривых близка к диаграммам интегрального каротажа (см. рис. 18.20), при нахождении мощности способами $z_{1/2}$ и z_0 можно пользоваться номограммами интегрального каротажа [23].

В отличие от интегрального каротажа (см. раздел 18.5), при ГСК богатые руды не создают особых условий интерпретации диаграмм ГСК. Массовые коэффициенты ослабления излучения μ_{ij}/ρ и пересчетные коэффициенты a_{ij} в области энергий более 1 МэВ остаются практически постоянными в рудах с атомным номером от 10 до 40 (рис. 18.21). Однако при высоких содержаниях U и Th сильно возрастают входные импульсные загрузки, что приводит к ухудшению разрешения и наложению амплитуд импульсов, а следовательно, к деформации аппаратурных γ -спектров U и Th в сторону высоких энергий. В этом случае прибегают к уменьшению размера детектора или к его экранированию.

Методика γ -спектрального каротажа. Виды работ ГСК, связанные с подготовкой скважины к каротажу, с оформлением и документацией, организацией работ на скважине, заимствуются из ин-

тегрального каротажа [20, 23]. Специфика методики ГСК заключается в использовании более сложной каротажной аппаратуры и в учете взаимных влияний U и Th.

Условием успешной эксплуатации γ -спектрометра является наличие автоматической стабилизации энергетической шкалы. В спектрометрах с первым окном 1,05—1,35 МэВ в качестве реперного источника наиболее удобен ^{137}Cs 8—10-летней давности изготовления. Новые источники ^{137}Cs часто бывают непригодны в качестве реперов, так как могут создавать высокий фон в первом окне из-за присутствия изотопа ^{134}Cs ($T = 2,05$ лет; $E_\gamma = 1,35$ МэВ). Фон γ -реперов измеряют 1—2 раза в месяц в разборном свинцовом домике с толщиной стенок около 5 см и учитывают при обработке диаграмм ГСК.

Положение нижних порогов рабочих окон устанавливают по данным калибровки энергетической шкалы (см. рис. 3.12, б) ампульными источниками с привлечением малых рудных моделей U и Th (см. табл. 3.5).

Пересчетные коэффициенты a_{ij} [имп/(с·0,01 %)] находят на прошедших метрологическую аттестацию насыщенных моделях U и Th с содержанием этих элементов 0,1—0,2 %. Текущую проверку градуировочных данных спектрометра проводят с помощью малых составных рудных моделей примерно с таким же эквивалентным содержанием U и Th. Размеры насыщенных и малых составных моделей, а также необходимые расчетные формулы приведены в разделе 8.4.

Важным методическим параметром, особенно при работе с аналоговыми РС-регистраторами, является скорость v непрерывного ГСК при детализации аномалий в масштабах 1 : 50 или 1 : 20. По опытным данным для кристалла NaI (Tl) 20 × 40 мм при мощности пласта 0,3 м значение $v_{\text{опт}} = 20 \div 25$ м/ч; при $h \geq 0,5$ м — скорость 35—40 м/ч. Для сцинтилляторов 30 × 70 мм при содержании урана $q_U \geq 0,03$ % скорость $v_{\text{опт}} = 50 \div 85$ м/ч. Использовать детекторы объемом $V < 10$ см³ для непрерывного ГСК нецелесообразно. При цифро-аналоговой регистрации с интервалом квантования не более 2—3 с скорость детализационного ГСК может быть выше в 1,5 раза, чем при работе с РС-регистраторами.

Требования к скорости спуска и подъема скважинного прибора в безрудной части скважины при ГСК те же, что и при интегральном каротаже.

Поправки на ослабление излучения в промежуточной зоне скважины в разных окнах (см. табл. 18.7) мало различаются между собой при малых значениях d (до 4 мм Fe и 4 см H₂O) и поэтому в расчетах содержания U и Th по формулам (18.59), (18.60), (18.64) при указанных значениях d можно использовать средние поправки \bar{P}_T и \bar{P}_K независимо от энергетического окна и излучающего элемента. При более высоких значениях d требуется введение дифференцированных поправок в соответствии с данными табл. 18.7.

Если при ГСК блок записи содержаний настроен на средние условия промежуточной зоны скважины, то в кавернозных участках скважины возможны искажения записанных содержаний U и Th. Расчеты показывают, что при толщине труб $d_T \leq 1$ см Fe и $d_{ж} \leq 5$ см дополнительная погрешность определения содержания преобладающего в руде радионуклида из-за осредненных поправок не превышает 3 %, но эта погрешность возрастает до 20 % и более, если содержание данного элемента становится подчиненным. В этих условиях при резком изменении d_T или $d_{ж}$ нужна оперативная корректировка режима работы счетно-решающего устройства. Все это следует учитывать при создании γ -спектрометров с автоматической компенсацией излучения, поглощенного в промежуточной зоне скважины.

Оформление диаграммных лент ГСК, нахождение истинных глубин меток и глубин отдельных точек измерений, определение скорости каротажа проводятся так же, как в интегральном каротаже [23].

Внутренний контроль ГСК выполняют путем повторных наблюдений в рудных интервалах выборочных скважин (до 15—20 %). Внешний контроль осуществляют сравнением результатов каротажа и опробования керна по рудным интервалам (до 10 %), где выход керна не менее 75 %. Случайную и систематическую погрешности вычисляют по формулам, приведенным в главе 5. Требования к точности определения q_U регламентируются данными табл. 5.2. Правда, опыт работ свидетельствует, что указанной в этой таблице точности можно добиться лишь для основного нуклида в урано-ториевой руде. Требования к погрешности нахождения сопутствующих элементов должны быть снижены как для полевых, так и для лабораторных γ -спектральных измерений.

Текущий контроль аппаратуры на скважине проводят с помощью малых составных рудных моделей перед началом каротажа и по окончании его.

18.9. Прямые методы определения урана в скважинах

В условиях резкого и непостоянного нарушения радиоактивного равновесия U и Ra, что наблюдается на гидрогенных месторождениях U, целесообразно вместо γ -каротажа применять прямые методы определения U в рудах. Для этого можно использовать:

- 1) γ -спектрометрию по линиям 185,7 кэВ (^{235}U) и 1001 кэВ (UX_2);
- 2) рентгенорадиометрический каротаж по линиям $K_{\alpha 1, 2}$ U;
- 3) нейтронный каротаж способами природных нейтронов (ПН), запаздывающих нейтронов (ЗН), мгновенных нейтронов деления (МН).

Рассмотрим принципы и сравнительную характеристику этих методов.

Гамма-спектрометрия по линиям 185,7 и 1001 кэВ. Для регистрации слабого γ -излучения AcU или UX₂ (см. табл. 1.3) на фоне интенсивного γ -поля Ra (B + C) применяют Ge (Li) детекторы объемом от 5 до 60 см³ с энергетическим разрешением 2—4 кэВ. По экспериментальным данным частота импульсов для детектора объемом 27 см³ на модели равновесного урана массой 130 кг составляет в области пика 186 кэВ (²³⁵U + ²²⁶Ra с энергией 186,1 кэВ) 114 имп/мин на 0,01 % U при значении фона под пиком (см. рис. 4.3) 204 имп/мин, а в области пика 1001 кэВ соответственно 4,2 и 6,3 имп/мин. По расчетным данным в среде с содержанием 0,01 % U время измерения *t*, обеспечивающее статистическую погрешность частоты импульсов полезного сигнала 10 %, равно для первого случая (пик 186 кэВ) 28 мин, для второго (пик 1001 кэВ) — 60 мин.

Столь низкая производительность и наличие в спектре Ra линии 186,1 кэВ, близкой к аналитической линии ²³⁵U энергией 185,7 кэВ, делают описываемый способ каротажа малоперспективным.

Рентгенорадиометрический метод. В спектре характеристического излучения U имеется интенсивная линия *K* _{α 1} энергией 98,43 кэВ. Ее оптимальное возбуждение обеспечивается источником ⁵⁷Co энергией γ -квантов 122 (88,2 %) и 135 (11,8 %) кэВ, детектирование — сцинтилляторами или ППД. Применение новейших спектрометров на ППД позволяет обеспечить порог обнаружения U равный 0,005 %. Но известную трудность вызывает применение этого метода на месторождениях U со сложной радиологической характеристикой, где скважины бурят с промывкой глинистым раствором. Образующиеся на стенках таких скважин глинистые корки резко ослабляют полезный сигнал.

Метод природных нейтронов (ПН). Метод ПН основан на регистрации нейтронов, возникающих в урановых рудах в результате спонтанного деления ядер U (см. раздел 1.1) с периодом полураспада *T*_f \approx 10¹⁶ лет и в результате ядерной реакции (α , *n*) с породообразующими и рассеянными элементами. Доля нейтронов, появляющихся за счет реакции (α , *n*), при низком содержании U (\sim 5 · 10⁻⁴ %) составляет 80 % от общего числа природных нейтронов, при рудных концентрациях U эта доля снижается до 30—70 % в зависимости от химического состава руды. Выход нейтронов на равное число α -частиц для равновесного Th выше, чем для U, в 1,5 раза.

Расчеты показывают, что для урановых руд силикатного состава со средней влажностью около 14 % пересчетный коэффициент при работе с гелиевым счетчиком СНМ-18 составляет 0,3—0,4 имп/мин на 0,01 % U. Столь низкая частота импульсов, несмотря на простоту аппаратных решений в методе ПН, затрудняет его широкое внедрение на стадии разведки месторождений из-за малой производительности каротажных работ. Известное осложнение вносит также присутствие Th в урановых рудах. Метод находит ограниченное применение для контроля процессов подземного выщелачивания урана в обсаженных скважинах.

Метод запаздывающих нейтронов (ЗН). Метод ЗН базируется на регистрации запаздывающих нейтронов (табл. 18.8), возникающих при делении ядер ²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th под действием излучения нейтронного генератора или ампульного источника (рис. 18.22). Плотность потока запаздывающих нейтронов пропорциональна содержанию указанных нуклидов в руде.

Процесс измерения при работе с генератором заключается в регистрации частоты импульсов в промежутке Δt_2 (рис. 18.23) между двумя следующими друг за другом нейтронными импульсами генератора с задержкой после импульса 3 мс, необходимой для полного поглощения средней тепловой

Т а б л и ц а 18.8. Спектральная характеристика запаздывающих нейтронов

Группа <i>i</i>	Средняя энергия в группе, кэВ	Период полураспада, с			Число запаздывающих нейтронов на 1000 актов деления		
		^{232}Th	^{235}U	^{238}U	^{232}Th	^{235}U	^{238}U
1	250	56,03	54,51	52,38	1,69	0,63	0,54
2	560	20,75	21,84	21,58	7,44	3,51	5,64
3	430	5,74	6,00	5,00	7,69	3,10	6,67
4	620	2,16	2,23	1,93	22,12	6,72	15,99
5	420	0,571	0,496	0,490	8,53	2,11	9,27
6	—	0,230	0,179	0,172	2,13	0,43	3,09

нейтронов. При использовании ампульного источника процесс измерения состоит из трех последовательно повторяющихся операций: облучения породы вблизи детектора нейтронов в течение 9—10 с, перемещения за 1—2 с источника в скважинном приборе на расстояние около 2 м и регистрации запаздывающих нейтронов за интервал облучения.

Отличительной особенностью метода ЗН является большая мощность возбуждающего нейтронного источника. Так, для обеспечения 10 %-ной статистической погрешности определения урана в руде с содержанием 0,01 % необходимой мощности нейтронного генератора и ампульного калифорниевого источника не менее 10^9 нейтр/с. Столь высокие нейтронные потоки осложняют промышленное внедрение метода ЗН.

Метод мгновенных нейтронов деления (МН). Метод МН основан на регистрации мгновенных нейтронов, возникающих при делении ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов, образующихся при замедлении быстрых нейтронов генератора. Этот метод является одним из наиболее перспективных среди прямых методов определения U в скважинах.

Принцип метода МН состоит в следующем. Если в урановую руду поместить генератор (см. рис. 18.22), работающий в импульсном режиме, то сразу после прекращения импульса в среде будут находиться быстрые нейтроны источника и мгновенные нейтроны деления ядер ^{238}U и ^{232}Th (порог реакции около 1,4 МэВ). В результате взаимодействия со средой и те и другие замедляются за время 100—200 мкс (см. рис. 18.23) до тепловых с наиболее вероятной энергией около 0,025 эВ. Под действием тепловых нейтронов

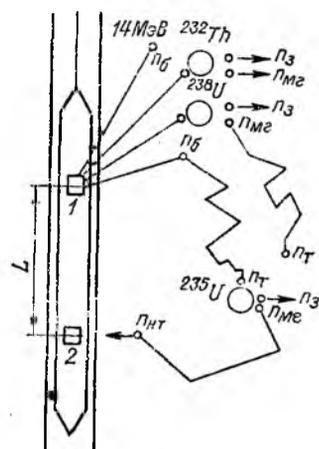


Рис. 18.22. Схема формирования полей быстрых n_b , тепловых n_t , надтепловых $n_{нт}$, запаздывающих n_z и мгновенных $n_{мг}$ нейтронов вокруг скважинного прибора.

1 — генератор нейтронов; 2 — детектор.

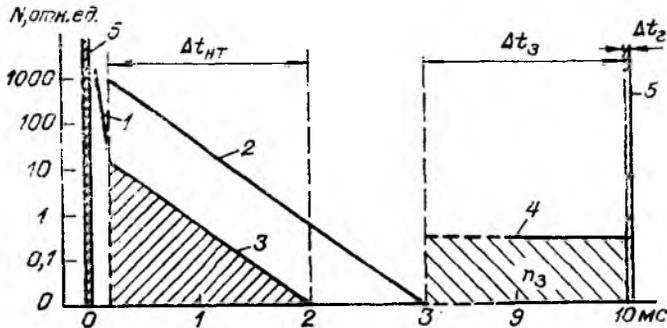


Рис. 18.23. Изменение интенсивности нейтронных полей во времени и интервалы Δt регистрации сигнала в методах МН и ЗН.

Нейтроны: 1 — замедляющиеся генератора, 2 — тепловые генератора, 3 — надтепловое, 4 — запаздывающие; 5 — импульс генератора. Частота импульсов генератора нейтронов 100 Гц.

происходит деление ядер ^{235}U , сопровождающееся испусканием мгновенных нейтронов $n_{\text{мг}}$ со средней энергией около 2 МэВ.

Именно мгновенные нейтроны, замедленные в породе до надтепловых энергий в диапазоне от 0,7 эВ до 1 кэВ, регистрируются детектирующим устройством скважинного прибора в интервале времени $\Delta t_{\text{нт}}$, равном 1,8 мс (см. рис. 18.23). В качестве детектора надтепловых нейтронов $n_{\text{нт}}$ используют обычно пропорциональный счетчик больших размеров, заполненный гелием (^3He) и помещенный в кадмиевый экран толщиной 1 мм, поглощающий тепловые нейтроны.

Скважинный прибор метода МН имеет длину около 3 м, диаметр около 60 мм. В него входят генератор нейтронов с тритиевой мишенью мощностью $(2 \div 3) \cdot 10^8$ нейтр/с (энергия нейтронов 14 МэВ, длительность нейтронного импульса $\Delta t_{\text{г}} \approx 10$ мкс, частота до 100 Гц) и расположенные ниже генератора один или несколько счетчиков, детектирующих надтепловые нейтроны. Чувствительность основного гелиевого счетчика диаметром 4—5 см и длиной 25—30 см около 400 имп/мин на 0,01 % U при мощности генератора $2 \cdot 10^8$ нейтр/с, что обеспечивает непрерывный каротаж скважин со скоростью 60 м/ч.

Сигнал, вызываемый мгновенными нейтронами деления, зависит от мощности источника, пористости, влажности, плотности руды, присутствия в ней Li, B, Cl, Cd, Hg, сильно поглощающих тепловые нейтроны, а также от толщины обсадных труб и слоя промысловочной жидкости, от длины зонда L (см. рис. 18.22). В методике каротажа МН разработаны приемы учета этих факторов путем введения поправок на отклонение их от стандартных условий, в которых проводится градуирование аппаратуры.

Изменения содержания нейтронопоглощающих элементов, влажности и плотности руды, а также состояния промежуточной зоны скважины приводят к изменению нейтронных параметров среды, характеризующих временное и пространственное распределение нейтронов. Это сопровождается изменением мощности полезного сигнала до 2—3 раз. Поэтому для правильной интерпретации диаграмм метода МН предусмотрено параллельное с регистрацией основной информации автономное определение нейтронных параметров среды в каждом рудном пересечении. На основе полученных данных вводят поправки в значения градуировочного (пересчетного) коэффициента. Содержание U (%) вычисляют графически или на ЭВМ по формулам, которые аналогичны применяемым в γ -каротаже [см. уравнения (18.24) и (18.38)]:

$$q = \frac{(S/h - N_{\Phi}) C_{ж} C_{\tau}}{K_0 m(\rho, \tau, L, D, t)} \cdot 0,01, \quad (18.68)$$

где S — площадь аномалии, $m \cdot (\text{имп/мин})/10^8$ нейтр/с; h — мощность рудного тела, m ; определяется теми же способами, какие известны в γ -каротаже (см. раздел 18.5); N_{Φ} — фоновая частота импульсов в безрудных вмещающих породах, $(\text{имп/мин})/10^8$ нейтр/с; $C_{ж}$ и C_{τ} — экспериментальные поправки на поглощение нейтронов в промывочной жидкости и в обсадных трубах ($C_j \geq 1$); K_0 — пересчетный коэффициент, $(\text{имп/мин})/[10^8 (\text{нейтр/с}) \cdot 0,01 \% U]$, определяемый на стандартной рудной модели с известным содержанием U ; $m(\rho, \tau, L, D, t)$ — поправка, определяемая автономно для каждого рудного пересечения; зависит от плотности пород ρ , среднего времени жизни тепловых нейтронов τ , диаметра скважины D , длины зонда L , времени t регистрации сигнала.

Достигнутый ныне порог чувствительности метода МН составляет 0,003 % U . Данные каротажа МН с допустимой погрешностью совпадают с результатами опробования зерна.

Глава 19

РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРОБОВАНИЕ

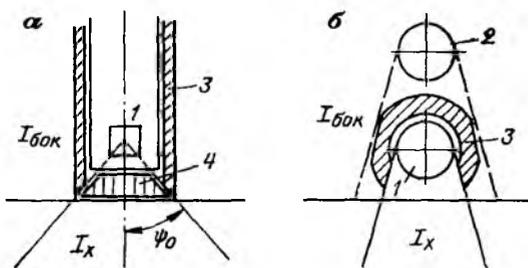
Радиометрическое опробование является геофизическим методом опробования радиоактивных руд на месте залегания. Его применяют на всех стадиях геологоразведочного процесса для определения мощности рудных тел и содержания радиоактивных элементов в открытых и подземных горных выработках.

Известны следующие методы радиометрического опробования:

- 1) γ -опробование — с направленным приемом излучения и по разностному эффекту, интегральное и γ -спектральное;
- 2) β -опробование и комплексное β — γ -опробование;
- 3) шпуровое γ -опробование.

Рис. 19.1. Схемы расположения детекторов при опробовании способами разностного эффекта (а) и направленного приема излучения (б).

Детекторы: 1 — основной, 2 — фоновый; 3 — защитный экран; 4 — выносной вкладыш.



Ведущим является γ -опробование, ему уделено здесь главное внимание; β -метод из-за малой представительности не получил должного развития ни в аппаратурном, ни в методическом плане, хотя по глубинности он не уступает широко распространенному на рудных месторождениях рентгено-радиометрическому методу [49].

19.1. Принцип γ -опробования

В основу γ -опробования радиоактивных руд в горных выработках положено измерение интенсивности γ -излучения на локальном участке, непосредственно находящемся под детектором. Локализация достигается двумя способами: 1) разностного эффекта; 2) направленного приема излучения. Необходимость локализации вызывается наличием мешающего бокового излучения, которое в условиях выработок может во много раз превосходить излучение опробуемого участка.

Способ разностного эффекта. Применяют свинцовые экраны: цилиндрический, пластинчатый, U-образный [43]. Удобным при работе с радиометром типа СРП-68 является цилиндрический экран с окном в торце и с вкладышем (рис. 19.1, а).

В процессе опробования последовательно измеряют частоту импульсов без вкладыша $I_{б.в}$ и с выносным вкладышем $I_{в}$ и вычисляют разностный эффект

$$\Delta I = I_{б.в} - I_{в}. \quad (19.1)$$

Полученное значение ΔI свободно от бокового излучения $I_{бок}$ и остаточного фона $I_{о.ф}$ и пропорционально содержанию урана q на локальном участке под детектором. Это доказывается следующими рассуждениями.

Мощность дозы излучения (пА/кг) без вкладыша

$$I_{б.в} = I_x + I_{бок} + I_{о.ф}, \quad (19.2)$$

где I_x — излучение, поступающее через щель в экране без ослабления.

Мощность дозы при наличии вкладыша

$$I_{\text{в}} = aI_x + I_{\text{бок}} + I_{\text{о. ф}}, \quad (19.3)$$

где a — доля излучения I_x , пропускаемого вкладышем.

Разностный эффект

$$\Delta I = I_{\text{б. в}} - I_{\text{в}} = (1-a) I_x. \quad (19.4)$$

Для однородной излучающей среды

$$I_x = cI_{\infty} = c \cdot 2\pi Kqr/\mu, \quad (19.5)$$

где I_{∞} — мощность дозы излучения насыщенной среды [см. формулу (7.25) в табл. 7.2]; c — геометрический фактор, зависящий от формы и размера вкладыша и от высоты расположения детектора.

Тогда содержание урана (%) в пункте опробования при условии однородной насыщенной среды с равновесным соотношением нуклидов уранового ряда

$$q = \Delta I \frac{(\mu/\rho) \cdot 100}{2\pi Kc(1-a)} = \Delta I B_{\Delta}, \quad (19.6)$$

где B_{Δ} — коэффициент экрана, %/(пА/кг).

Значение B_{Δ} обычно находят эмпирически — при градуировании аппаратуры с помощью насыщенной урановой модели (см. раздел 19.3).

Способ направленного приема излучения. Известно несколько типов детекторов с направленным приемом излучения: сцинтилляционные счетчики, состоящие из двух кристаллов с разным временем высвечивания; счетчики с коллиматорами (толстостенные свинцовые экраны с отверстиями); приемники с компенсационными системами. В радиометрическом опробовании распространение получили приемники последнего типа. Они реализованы в аппаратуре типа РГН и представляют собой систему из двух однотипных счетчиков, разделенных экраном (рис. 19.1, б). Сигналы обоих счетчиков (i_1 и i_2) регистрируются по отдельным каналам (основному и фоновому) и поступают на дифференциальное счетное устройство, работающее в компенсационном режиме.

Для эффектов i_1 и i_2 (мкА) можно написать

$$i_1 = m_1(I_x + aI_{\text{бок}} + I_{\text{о. ф}}); \quad (19.7)$$

$$i_2 = m_2(aI_x + I_{\text{бок}} + I_{\text{о. ф}}), \quad (19.8)$$

где m_1 и m_2 — токовые чувствительности основного и фонового каналов, мкА/(пА/кг).

Результирующий эффект при направленном приеме излучения

$$i_{\text{ч}} = i_1 - i_2 = (m_1 - am_2) I_x + I_{\text{бок}}(am_1 - m_2) + I_{\text{о. ф}}(m_1 - m_2). \quad (19.9)$$

Чувствительности m_1 и m_2 выбирают таким образом, чтобы

$$am_1 - m_2 = 0 \text{ или } a = m_2/m_1. \quad (19.10)$$

Тогда, пренебрегая некоторым отличием от нуля третьего члена суммы (19.9), получаем

$$i_n = m_1(1 - a^2) I_x. \quad (19.11)$$

Если результирующий эффект выразить в пикоамперах на килограмм (пА/кг), используя график градуирования радиометра стандартным источником Ra, то с учетом выражения (19.5) из равенства (19.11) получаем

$$q = I_n B_n, \quad (19.12)$$

где B_n — коэффициент установки направленного приема, %/(пА/кг), определяемый на насыщенной урановой градуировочной модели; I_n — показания разностного интенсиметра (пА/кг) в пункте опробования.

Сравнительная оценка двух рассмотренных способов γ -опробования показывает, что первый из них является более точным, второй более производительным. Поэтому способ направленного приема излучения получил наибольшее распространение для экспрессной оценки содержания U в процессе эксплуатации урановых месторождений, способ разностного эффекта — на стадии разведки и подсчета запасов.

19.2. Основы интерпретации

Процесс γ -опробования заключается в последовательных измерениях значений ΔI или I_n по профилю, пересекающему рудную зону, с расстоянием между пунктами наблюдения 10—20 см. Полученные диаграммы $\Delta I(x)$ или $I_n(x)$ подлежат количественной интерпретации — определению границ балансовых и забалансовых руд, мощности рудных тел h и содержания урана q .

Методы интерпретации диаграмм γ -опробования полностью заимствуются из γ -каротажа (см. разделы 18.4 и 18.5).

Определение содержания U. При ручной обработке диаграмм содержание урана находят: 1) способом средней интенсивности $\Delta I_{\text{ср}}$; 2) по площади диаграммы S_{Δ} .

В первом случае по линии опробования проводят дискретные наблюдения с шагом u , находят интервал l (рис. 19.2), где значения ΔI или I_n превышают заданные граничные мощности дозы, соответствующие нижней границе балансовых руд [см. формулу (19.18)], и вычисляют среднюю мощность дозы

$$\Delta I_{\text{ср}} = \left(\sum_{i=1}^n \Delta I_i \right) / n, \quad (19.13)$$

где $n = l/u$ — число точек внутри интервала l .

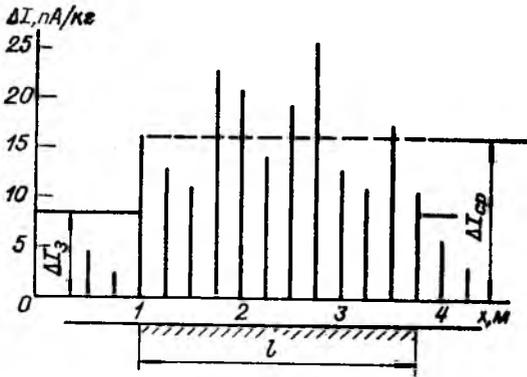


Рис. 19.2. Пример интерпретации данных γ -опробования способом средней интенсивности.

Содержание U (%) определяют по формулам, основанным на равенствах (19.6) или (19.12):

$$q = \Delta I_{\text{ср}} B_{\Delta} j_{\text{эм}} / K_{\text{р.р}} \quad \text{или} \quad q = 0,01 \Delta I_{\text{ср}} j_{\text{эм}} / (K_{\Delta} K_{\text{р.р}}), \quad (19.14)$$

где $j_{\text{эм}}$ — поправка на эманирование [см. формулу (19.20)]; $K_{\text{р.р}}$ — коэффициент радиоактивного равновесия U и Ra ; K_{Δ} — пересчетный коэффициент, имп/с на 0,01 % равновесного U ; его значение

$$K_{\Delta} = 0,01 / B_{\Delta}. \quad (19.15)$$

Во втором способе содержание U определяют по величине площади S_{Δ} , очерченной кривой ΔI или $I_{\text{п}}$ (рис. 19.3).

По аналогии с γ -коротажем содержание U (%)

$$q = \frac{S_{\Delta} j_{\text{эм}}}{K_{\Delta} h K_{\text{р.р}}} \cdot 0,01, \quad (19.16)$$

где h — длина рудного интервала по линии опробования.

Справедливость теоремы о площади для условий γ -опробования по разностному эффекту

$$S_{\Delta} / h = \Delta I_{\infty} = \text{const} \quad (\text{при любых } h) \quad (19.17)$$

доказана экспериментально (см. рис. 19.3).

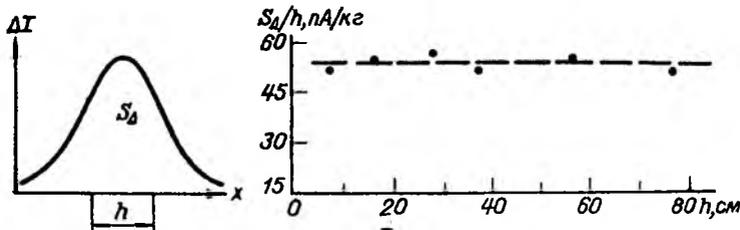


Рис. 19.3. Отношения S_{Δ} / h при разной мощности h рудного пласта (по экспериментальным данным).

Здесь и далее формулы записаны для случая γ -опробования по разностному эффекту. Для способа направленного приема излучения ΔI заменяют на $I_{\text{н}}$.

Наличие Th учитывают путем лабораторного анализа групповых проб, как это делают при интерпретации диаграмм γ -каротажа [см. формулу (18.51)], или применением γ -спектральной модификации опробования (см. раздел 19.4).

Определение мощности рудных тел. В радиометрическом опробовании для определения мощности рудных тел приняты три способа: заданной интенсивности ΔI_3 ; $(1/2) \Delta I_{\text{max}}$; $z_{\Delta 1/2}$. Сущность этих способов остается такой же, как она была изложена в разделе 18.5.

Способ заданной интенсивности применяют при неравномерном распределении U в рудном теле, а также при любом распределении, если содержание q определяют способом средней интенсивности [см. формулу (19.14)]. Границу тела с заданным минимальным значением q_3 , как и в γ -каротаже, находят по значению

$$\Delta I_3 = q_3 K_{\Delta} K_{p, p} \cdot 100 / j_{\text{эм}}. \quad (19.18)$$

Этот способ дает хорошие результаты опробования при длине рудного интервала более 40—50 см; при меньших значениях l (см. рис. 19.2) содержания урана q [см. формулу (19.14)] занижаются на 10—20 %.

Способы $(1/2) \Delta I_{\text{max}}$ и $z_{\Delta 1/2}$ применяют при резкой границе между рудой и вмещающей породой. Требования к выбору этих способов при работе с аппаратурой типа РГН близки к предъявляемым в γ -каротаже (см. раздел 18.5). В методе разностного эффекта граничные мощности при γ -опробовании уменьшаются по сравнению с указанными для γ -каротажа на 10—20 % в зависимости от формы и размера экрана и вкладыша. При необходимости номограммы типа приведенных на рис. 18.11, б, а также номограммы $z_{\Delta 1/2} (h)$ могут быть составлены по экспериментальным данным на моделях пластов разной мощности, как это описано в учебном пособии [43].

Учет состояния равновесия и эманирования. Необходимость учета поправок на нарушение равновесия U и Ra и на потери излучателей в результате эманирования ($j_{\text{эм}}$) вытекает из равенств (19.14) — (19.18). Состояние равновесия изучают: 1) путем анализа групповых проб, выборочно отобранных по линиям опробования; 2) комплексным β — γ -методом на месте залегания руд.

В первом случае содержание U находят химическим или рентгеноспектральным методом, содержание Ra — радиохимическим или радиометрическим методом (см. разделы 4.2 и 4.4). В итоге коэффициент радиоактивного равновесия $K_{p, p}$ вычисляют по формулам (1.42) или (18.50).

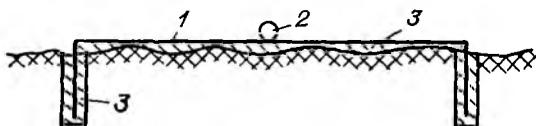


Рис. 19.4. Схема измерений при определении поправки $j_{эм}$ на эманирование.
1 — железный лист; 2 — детектор излучения; 3 — цемент.

Во втором случае по линии опробования измеряют разностный эффект ΔI_{γ} и интенсивность β -излучения I_{β} и вычисляют параметр

$$X = I_{\beta} / \Delta I_{\gamma}, \quad (19.19)$$

функционально зависящий от состояния равновесия нуклидов ряда.

По среднему значению X в границах тела, используя калибровочный график $X(K_{р,р})$, полученный на рудных моделях с разными значениями $K_{р,р}$, находят эффективный коэффициент равновесия $K_{эф} = K_{р,р} / j_{эм}$, учитывающий также нарушение равновесия в результате эманирования.

Если коэффициент $K_{р,р}$ определяют первым способом, то поправку на эманирование $j_{эм}$ находят методом герметизации. Для этого участок рудного тела площадью 1,0—1,2 м² выравнивают (неровности заполняют цементом) и без воздушных зазоров покрывают железным листом. Края листа подгибают и цементом заделывают их в бороздки глубиной около 15 см (рис. 19.4). В центре листа в нескольких точках, отмеченных краской, с высокой точностью измеряют интенсивность γ -излучения I_0 сразу после герметизации и I_t — спустя 5—7 сут после установки листа.

Поправка на эманирование

$$j_{эм} = I_t / I_0. \quad (19.20)$$

Кроме того, поправку на эманирование можно оценить расчетным путем, используя равенство (14.63):

$$j_{эм} = 1 / \{ 1 - K_{эм} \mu \sqrt{D^* / \lambda} \ln [(1 / \mu) \sqrt{\lambda / D^*} + 1] \}, \quad (19.21)$$

где $K_{эм}$ — коэффициент эманирования штучных проб.

Интерпретация с применением ЭВМ. Исходными данными являются результаты дискретных измерений ΔI или I_n с расстоянием между пунктами опробования 10 см. Содержание урана q в элементарных пропластках вычисляют на основе алгоритма (18.38), используемого в γ -каротаже. Отличительным признаком является учет поправки на эманирование $j_{эм}$, если ее значение превышает 1,05.

Коэффициенты B_n в равенстве типа (18.38) могут быть найдены методом обратной матрицы. Для этого рассчитывают или определяют экспериментально [43] диаграммы $I_n(x)$ или $\Delta I(x)$ над элементарным пластом ($h = 10$ см) заданной плотности ρ (см. рис. 18.20) и на их основе вначале находят коэффициенты прямой

матрицы a_k и затем коэффициенты B_k , являющиеся коэффициентами обратной матрицы [15]. Нередко для интерпретации данных γ -опробования привлекают коэффициенты B_k из инструкции по γ -каротажу [23].

Мощность рудного тела h находят на интерпретационной гистограмме содержаний $q(x)$ по заданному граничному содержанию q_3 , как в методе заданной интенсивности (см. рис. 18.9, б и 19.2).

19.3. Методика радиометрического опробования

Система радиометрического опробования выбирается в соответствии с системой геологического опробования, принятой на том или ином месторождении. Так, если принята система линейного (бороздowego) опробования по одной или двум стенкам выработки на высоте 1,4 м, то соответственно выбирают систему радиометрического опробования по одной или двум стенкам на той же высоте, причем всегда на одинаковой. Не допускается проложение профилей γ -опробования на участках максимальной γ -активности, если эти участки оказываются на иной высоте над полом выработки. Однако при неравномерном оруденении возможно выполнение опробования по нескольким профилям на одной или двух стенках, но всегда расположенным на одинаковых расстояниях от пола.

Оптимальное расстояние между точками опробования обосновывают предварительными исследованиями в нескольких выработках с разной мощностью рудных тел и разной неравномерностью оруденения. Из опыта, при мощности тел $h > 2 \div 3$ м расстояние между точками 20 см, при $h = 0,5 \div 1,0$ м — расстояние 10 см; при $h < 20 \div 30$ см — расстояние 5 см.

Аппаратура; настройка и градуирование. Для целей опробования используют: а) приборы с направленным приемом излучения типа РГН, РНД и др.; б) переносные радиометры, оборудованные стандартным (РРС) или нестандартным (СРП-68) экраном (см. рис. 19.1, а).

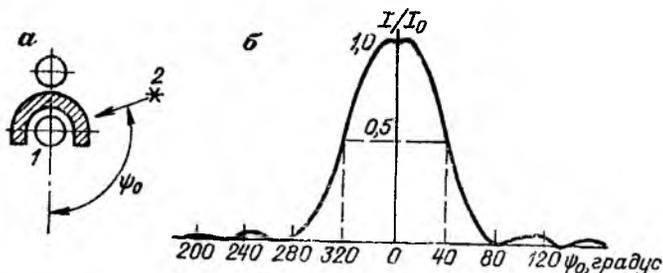


Рис. 19.5. Схема измерений (а) и диаграмма направленности излучения (б) при γ -опробовании.

1 — основной детектор; 2 — источник γ -излучения.

Основной характеристикой приборов направленного приема является диаграмма направленности (рис. 19.5). Ширина диаграммы на половине ее высоты определяет размер зоны опробования.

Одна из главных операций настройки аппаратуры — это установка режима компенсации фонового (бокового) излучения (см. рис. 19.1, б). Для этого устанавливают со стороны фонового счетчика источник γ -излучения, близкого по спектру к излучению опробуемых пород. Обычно это радиевый источник, лучше — сосуд с высокоактивной урановой рудой. Уровень бокового излучения выбирают максимальным, как указано в инструкции к прибору. Регулятором чувствительности фонового канала добиваются того, чтобы при 5-кратном изменении интенсивности $I_{\text{бок}}$ показания прибора не изменялись совсем или изменялись не более чем на 10 %.

Градуирование радиометра источником Ra проводят по обычной схеме (см. раздел 11.3). Прибор типа РГН располагают так, чтобы оба детектора и источник γ -излучения находились на одной линии. В процессе градуирования и после него подстройка компенсации недопустима. Если режим компенсации все же корректируется, то после этого градуирование проводят заново.

Коэффициент установки B_n [%/(пА/кг)] или пересчетный коэффициент $K_n = 0,01/B_n$ [(пА/кг)/0,01 %] находят путем многократных наблюдений в центре насыщенной рудной модели. Методика наблюдений, а также требования к размеру моделей, к точности анализа проб и измерения мощности дозы излучения практически такие же, как при градуировании переносных γ -спектрометров (см. раздел 8.4).

Значение B_n вычисляют по формуле

$$B_n = q_{\text{эkv. м}} / (\bar{I}_{\text{н. м}} e^{\mu d}), \quad (19.22)$$

где $q_{\text{эkv. м}}$ — эквивалентное содержание U (эkv. % U) в модели, вычисляется по формуле (8.25) с учетом порога дискриминации радиометра; $\bar{I}_{\text{н. м}}$ — средняя мощность дозы излучения в центре модели, пА/кг; μ — эффективный коэффициент ослабления излучения в крышке модели толщиной d .

Выносные зонды переносных радиометров типа СРП-68 экранируют листовым свинцом толщиной около 2 мм; в торцевой части делают приспособление для вкладыша (см. рис. 19.1, а), толщина вкладыша 15—20 мм.

Настройку радиометров проводят в соответствии с инструкциями к ним; градуирование выполняют радиевым источником (по схеме рис. 11.1, а или б), при этом выносной зонд помещают в защитный экран из листового свинца, но без вкладыша; источник γ -излучения располагают со стороны торца.

Коэффициент экрана B_Δ и пересчетный коэффициент $K_\Delta = 0,01/B_\Delta$ находят путем многократных измерений разностного эффекта ΔI_m в центре насыщенной модели. Значение B_Δ вычисляют

по формуле (19.22), заменяя в ней $\bar{I}_{н. м}$ средним значением $\Delta\bar{I}_м$. Кроме того, коэффициенты B_Δ и B_n можно определять с помощью малых моделей, в которых эквивалентное содержание U предварительно находят путем сравнения излучения малой и насыщенной урановых моделей (см. раздел 8.4).

Выполнение опробования. В начале и конце смены проводят контрольные наблюдения с источником ^{60}Co и без него, а также измерения $I_{н. м}$ или ΔI_m на малой герметически закрытой рудной модели. В подземных выработках контроль аппаратуры осуществляют в маркированном пункте на стенке выработки, вскрывающей руду со средним содержанием U , или на герметически закрытой рудной вагонетке.

Опробуемые участки выработки выделяют по результатам предварительного γ -профилирования. С помощью рулетки разбивают линии опробования на принятой высоте над полом выработки; пункты опробования отмечают на стенках выработки мелом или копотью пламени карбидной лампы. Начало линий опробования привязывают к реперной маркшейдерской отметке выработки, фиксируемой на топоплане.

Процесс опробования состоит в измерении с необходимой точностью I_n или ΔI в намеченных на стенке выработки точках. При работе с экранами на участках сложно дифференцированного γ -поля и малой мощности рудных тел в пункте опробования последовательно выполняют измерения без вкладыша $I_{б. в}$ и с вкладышем I_v ; на участках же слабо дифференцированного γ -поля вначале проводят измерения $I_{б. в}$ по всей линии опробования, а затем I_v . Концы профилей должны выходить на 0,4—0,5 м из рудной зоны в неактивную породу. Если изучают состояние равновесия руд β — γ -методом (см. раздел 19.2), то последовательно измеряют частоту импульсов без вкладыша, с деревянным вкладышем и со свинцовым вкладышем. Производительность опробования повышается с применением держателей экрана [43].

В условиях невентилируемых выработок проверяют наличие продуктов распада Rn и радиоактивной пыли на стенках. Для этого измеряют ΔI над заведомо нерадиоактивными породами. При наличии аномальных значений ΔI стенку вдоль линии опробования обмывают водой с помощью щетки и лишь после этого размечают для опробования.

В полевом журнале перед началом измерений делают схематическую зарисовку выработки; на зарисовку наносят линии опробования, отмечают их высоту над подошвой выработки, расстояния начала профилей от маркшейдерской точки.

В рудных интервалах отбирают пунктирным способом штупные пробы для изучения коэффициента равновесия $K_{р. р}$.

Внутренний контроль радиометрического опробования выполняют путем повторных наблюдений. Их проводят, во-первых, в конце каждой рабочей смены (7—10 % точек), во-вторых, в отдельные дни, установленные для контроля (до 10—15 %). Опробуют отдельные отрезки профилей длиной 1—2 м в местах как с высокой, так и с рядовой активностью. Внешний контроль осуществляют в основном бороздовым опробованием. Обращается особое внимание на необходимость проложения сплошной борозды шириной 10 см и глубиной 5 см. В противном случае результат бороз-

догового опробования непредставительны. При внутреннем и внешнем контроле сопоставляют линейные запасы $q_{\text{У}}^{\text{Тн}}$ в пределах всей линии опробования, пересекающей рудную зону.

19.4. Гамма-опробование урано-ториевых руд

Наличие Th в урановых рудах при γ -опробовании учитывают по аналогии с γ -каротажем двумя способами: 1) по среднему содержанию Th в рудном теле или блоке, устанавливаемому по групповым бороздовым или пунктирным пробам; 2) γ -спектральным методом. Первый способ применяют при наличии корреляционной зависимости между содержаниями U и Th, используя равенство (18.51), где вместо $q_{\text{к}}$ привлекают данные вычисления q по формулам (19.14) или (19.16). Второй способ, описанный далее, рекомендуется на месторождениях с резко переменным содержанием Th, не коррелирующим с содержанием U.

Гамма-спектральное опробование. Этот вид опробования осуществляют способом разностного эффекта с помощью двухканального γ -спектрометра с энергетическими окнами 1,05—1,35 и 2,05—2,65 МэВ, оборудованного свинцовым экраном с вкладышем (см. рис. 19.1).

Основанием для применения метода является то, что по форме аппаратурные спектры разностного эффекта $\Delta N_i(E)$ аналогичны энергетическому спектру $N_{\text{U, Th}}(E)$ без экрана. В условиях насыщения излучения разностные эффекты частоты импульсов в энергетических окнах 1 и 2 составляют

$$\Delta N_1 = (\Delta a_{1\text{U}} q_{\text{U}} K_{\text{р. п}} / j_{\text{эм}} + \Delta a_{1\text{Th}} q_{\text{Th}}) \cdot 100; \quad (19.23)$$

$$\Delta N_2 = (\Delta a_{2\text{U}} q_{\text{U}} K_{\text{р. п}} / j_{\text{эм}} + \Delta a_{2\text{Th}} q_{\text{Th}}) \cdot 100, \quad (19.24)$$

где $\Delta a_{i\text{U}}$ и $\Delta a_{i\text{Th}}$ — пересчетные коэффициенты соответственно для U и Th [имп/(с·0,01%)], численно равные частоте импульсов ΔN в данном окне γ -спектрометра при содержании 0,01% равновесного U и Th.

Из указанной системы уравнений

$$\begin{aligned} q_{\text{U}} &= (\Delta a_{2\text{Th}} \Delta N_1 - \Delta a_{1\text{Th}} \Delta N_2) j_{\text{эм}} \cdot 0,01 / (K_{\text{р. п}} D); \\ q_{\text{Th}} &= (\Delta a_{1\text{U}} \Delta N_2 - \Delta a_{2\text{U}} \Delta N_1) \cdot 0,01 / D, \end{aligned} \quad (19.25)$$

где $j_{\text{эм}}$ — поправка на эманирование [см. формулы (19.21) и (19.20)]; $K_{\text{р. п}}$ — коэффициент радиоактивного равновесия U и Ra,

$$D = \Delta a_{1\text{U}} \Delta a_{2\text{Th}} - \Delta a_{2\text{U}} \Delta a_{1\text{Th}}. \quad (19.26)$$

Пересчетные коэффициенты Δa_{ij} определяют на насыщенных по γ -излучению моделях урановых и ториевых руд по методике,

описанной в разделе 8.4, лишь заменяя данные измерения частоты импульсов N_i значениями разностного эффекта ΔN_i . В условиях ненасыщенного излучения разностные эффекты ΔN_i в равенствах (19.25) заменяют площадями ΔS_i диаграмм разностного эффекта $\Delta N_i(x)$ или точнее значениями $\Delta S_i/h$, где h — мощность рудного тела. При разных границах уранового и ториевого оруденения проводят разделение урановой $\Delta N_{1U}(x)$ и ториевой $\Delta N_{1Th}(x)$ составляющих излучения, как это осуществляется в γ -спектральном каротаже [см. формулы (18.62) и (18.63)]. Графики $\Delta N_{1j}(x)$ используют для интерпретации результатов γ -спектрального опробования с помощью ЭВМ [см. формулу (18.64)].

В целом принципы обработки и интерпретации результатов γ -спектрального опробования, а также методика работ заимствуются, с одной стороны, из γ -спектрального каротажа (см. раздел 18.8), с другой — из способа опробования однокомпонентных руд с экранами (см. разделы 19.1 и 19.2).

19.5. Шпуровое γ -опробование

В шпуре, начиная с расстояния 15—20 см от устья, и до забоя последовательно, через 10—20 см, проводят измерения γ -излучения — интегральные для однокомпонентных радиоактивных руд и γ -спектральные для сложных по составу руд.

Если шпур не выходит за пределы рудного тела, среднее содержание U (%) в однокомпонентных рудах

$$q_U = \sum_{m=1}^n I_m / (K_0 K_{p.p} \cdot n \cdot 100), \quad (19.27)$$

где I_m — аппаратурная мощность дозы в точке m , пА/кг; n — число точек измерения в шпуре; K_0 — пересчетный коэффициент (пА/кг на 0,01 % U) для условий 4 π -геометрии при имеющемся экранировании детектора.

В двухкомпонентных рудах содержание U и Th вычисляют по формулам

$$q_U = \left(A_{1U} \sum_{m=1}^n N_{1m} - A_{2U} \sum_{m=1}^n N_{2m} \right) / (n K_{p.p});$$

$$q_{Th} = \left(A_{2Th} \sum_{m=1}^n N_{2m} - A_{1Th} \sum_{m=1}^n N_{1m} \right) / n, \quad (19.28)$$

где N_{1m} и N_{2m} — частоты импульсов в рабочих окнах шпурового γ -спектрометра; A_{ij} — градуировочные коэффициенты γ -спектрометра [см. формулы (8.4) и (8.5)].

Если шпуры полностью пересекают рудное тело, не вскрытое горной выработкой, для интерпретации шпурового опробования используют приемы γ -каротажа (см. разделы 18.4 и 18.5).

Раздел пятый

КОМПЛЕКСНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

Различия физических явлений и свойств ионизирующих излучений, лежащих в основе радиометрических методов, определяют их разную глубинность и поисковую эффективность в тех или иных геоморфологических условиях. Это заставляет прибегать к комплексному применению радиометрических методов, что позволяет получить более широкую информацию об искомом геологическом объекте и обеспечивает более надежную геологическую интерпретацию данных.

Глава 20

РАЦИОНАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС МЕТОДОВ В РАЗНЫХ ГЕОЛОГО-ГЕОМОРФОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Ниже обсуждается стратегия выбора рационального комплекса на стадиях региональных геологосъемочных работ, общих поисков, поисков и поисково-оценочных и разведочных работ; даются рекомендации типового комплекса основных, вспомогательных, детализационных и оценочных методов в районах с разным рельефом и разной мощностью рыхлых отложений. Рекомендуемый комплекс следует уточнять с учетом конкретных геологических условий.

20.1. Принципы выбора рационального комплекса

Под рациональным комплексом понимают такую совокупность и последовательность применения поисково-разведочных методов, которая обеспечивает эффективное решение геологической задачи в плановые сроки и с наименьшими затратами.

Главными позициями, определяющими выбор комплекса, являются:

- 1) объекты поисков (промышленные месторождения);
- 2) стадия и подстадия геологоразведочного процесса;
- 3) типовые природные условия проведения поисковых работ;
- 4) техническое оснащение и экономические показатели.

Объектами поисков могут быть: 1) все виды полезных ископаемых; 2) минеральное сырье определенного вида, например руды U и Th. В первом случае выбирают универсальную поисковую систему; во втором комплекс оптимизируется на поисковые признаки одного-двух видов минерального сырья. Первая система является в целом более экономичной, вторая же оправдана при организации поисков сырья, имеющего особо важное народнохозяйственное значение.

Стадии геологических работ (см. табл. 6.1) определяют цель, задачи и детальность исследований. Поэтому рациональный комплекс целесообразно рассматривать самостоятельно для каждой из принятых стадий геологоразведочного процесса.

Природные условия, включающие [27] геолого-структурное положение района, условия эрозионного вскрытия геологических формаций и степень расчленения рельефа, состав и генетический тип четвертичных отложений, биоклиматическую зональность и основные черты геохимии ландшафта, определяют конкретное проявление поисковых признаков на трех горизонтах поисков — в воздухе, на поверхности земли, в шпурах и скважинах — и возможность изучения их теми или иными поисковыми методами. Для радиоактивных методов, регистрирующих малопроникающее поле ионизирующих излучений, доминирующими при выборе поискового комплекса являются мощность, состав и генетический тип рыхлого покрова, степень открытости вторичных ореолов и глубина залегания представительного горизонта, рельеф местности и проходимость территории для автотранспорта. По этим признакам проводят районирование территорий по условиям ведения поисковых работ и для выделенных районов выбирают типовой радиометрический комплекс (см. раздел 20.2).

Техническое оснащение отражает уровень развития отрасли и обеспеченность средствами ведения поисковых работ. От него зависят дробность деления территории при создании схемы районирования и рациональный комплекс в конкретных условиях работы геологоразведочной партии.

В стратегию выбора комплекса входят [7]:

1) обобщение опыта ранее проведенных работ в подобных природных и геологических условиях;

2) построение типовой физико-геологической модели объекта поисков с учетом стадии работ и определение поисковых признаков на трех горизонтах поисков;

3) выбор и обоснование основного метода в комплексе — мобильного, высокопроизводительного и по возможности прямого к полезному ископаемому; выбор методов вспомогательных, детализационных и оценочных, несущих дополнительную информацию об изучаемом объекте; определение последовательности их применения (сетевое планирование);

4) формулирование основных положений методики поисков

(сеть наблюдений, точность измерения параметров поля) и методики комплексной интерпретации результатов.

Несмотря на изменчивость природных условий, основной и вспомогательный методы в комплексе выбирают для типовых условий, характерных для сравнительно крупных площадей, выделенных при районировании территории. В конкретной физико-геологической обстановке рациональный комплекс корректируется, особенно на локальных участках, отличающихся высокой геологической перспективностью.

При выборе одного метода из числа нескольких конкурирующих прибегают к аппарату математической статистики и теории информации, а также к экономическим расчетам [7]. Одними из критериев сравнения являются параметры отношения правдоподобия $l_n(x)$ и количества информации $J_n(1:2;x)$, выявляемые по n признакам на рудных и безрудных эталонных участках (см. раздел 17.6).

Ниже обсуждается рациональное комплексирование радиоактивных методов в тех или иных типовых природных условиях на разных стадиях геологоразведочного процесса.

20.2. Комплекс методов при геологической съемке, поисках и разведке месторождений урана и тория

Радиоактивные методы являются неотъемлемой и в большинстве случаев ведущей частью комплекса геофизических и геохимических исследований на всех стадиях геологоразведочных работ на U и Th — съемочных, поисковых, разведочных.

Региональные геологосъемочные работы. Главными геологическими задачами этой стадии являются: а) составление региональных прогнозных карт масштаба 1 : 200 000 с выделением перспективных площадей под крупномасштабные геологические съемки масштаба 1 : 50 000; б) выделение площадей и обоснование проведения на них поисковых работ на U и Th.

Эти задачи решают широким комплексом геологических, геофизических и геохимических методов [30, 55]. В число задач радиометрических исследований входят: 1) геологическое и радио-геохимическое картирование пород, различающихся по содержанию U, Th, K; 2) выделение специализированных на U и Th комплексов в пределах достаточно крупных территорий; 3) обнаружение как региональных, так и локальных радиометрических и геохимических аномалий, их оценка и предварительное изучение поисковых признаков уранового и ториевого оруденения.

Для решения этих задач хорошо зарекомендовал себя в большинстве ландшафтных зон следующий комплекс методов:

— аэрогамма-съемка в масштабах 1 : 200 000—1 : 50 000 совместно с аэромагнитной и аэроэлектроразведочной съемками;

— пешеходная γ -съемка совместно с геологической съемкой того же или более мелкого масштаба;

— радиогидрохимическая (на U и спутники), литохимическая (на U и спутники), шлиховая (на Th) съемки по стокам малых рек с плотностью точек от 0,01 до 0,1 на 1 км², с привлечением лазерно-люминесцентного анализа проб на U;

— γ -картаж картировочных скважин.

В геологических и особенно в гидрогеологических партиях и отрядах изучают пробы воды на U и Rn, реже на Ra; в отдельных случаях исследованиям подвергается каменный материал. Обнаруженные аномалии радиоактивности предварительно оцениваются силами исполнителей массовых поисков; для окончательной оценки аномалии передают специализированным геологическим объединениям.

Поисковые и поисково-оценочные работы *. Поиски осуществляются на перспективных площадях, выделенных геологическими съемками разного масштаба, а также одновременно с проведением крупномасштабных геологических съемок (общие поиски, см. табл. 6.1). В их задачу входит обнаружение рудных проявлений, определение прогнозных ресурсов полезного ископаемого, оценка значимости выявленных объектов и обоснование постановки предварительной разведки.

Поисковый комплекс зависит в первую очередь от поисковых признаков уранового и ториевого оруденения на горизонте исследования. Перечень признаков, по В. И. Красникову [30], включает: 1) рудные выходы; 2) вторичные лито-, гидро-, био-, атмосферические ореолы рассеяния; 3) околорудные изменения; 4) минералы- и элементы-индикаторы; 5) геохимические и геофизические аномалии — радиометрические, магнитные, электрические; 6) геоморфологические; 7) ботанические.

Проявленность этих признаков на горизонте опосредования зависит главным образом от природных условий. Как отмечалось, для радиометрических методов, имеющих малую глубинность исследования, это — мощность, состав и генетический тип рыхлого покрова, а также рельеф и связанные с ним допустимая безопасная высота полета и проходимость местности для автотранспорта.

Основываясь на таких признаках районирования, выделим следующие типы районов с разными условиями ведения поисковых радиометрических работ.

Тип I — горные области с сильно расчлененным рельефом, с хорошей обнаженностью и маломощными элювиально-делювиальными отложениями автохтонного типа, в которых развиваются открытые механические ореолы нормальной интенсивности; с абигенными и горно-луговыми ландшафтами.

* В тексте использованы материалы Б. Н. Сорокина.

Тип II — горные и предгорные области со средне- и слабо расчлененным холмистым рельефом, со средней и слабой обнаженностью, перекрытые авто- и аллохтонными суглинками мощностью от 1—2 до 5—7 м, в которых развиваются преимущественно механические, реже солевые, ослабленные, иногда неглубоко закрытые ореолы рассеяния; с преимущественными ландшафтами горно-тундровым, горно-таежным и горно-луговым.

Тип III — низкоргорные, холмистые, равнинные территории, слабо расчлененные, плохо обнаженные, перекрытые рыхлыми отложениями преимущественно аллохтонного типа мощностью от 2—3 до 20—30 м, в которых развиваются чаще солевые, ослабленные и неглубоко погребенные ореолы рассеяния.

Внутри типа III выделяются три подтипа.

Подтип IIIA — полузакрытые территории с маломощными покровными суглинками, с преимущественными степным и полупустынным ландшафтами, проходимые для автотранспорта.

Подтип IIIB — территории с аллохтонным покровом ограниченной мощности, с тундровым, таежным и лесостепным ландшафтами, с ограниченной проходимостью для автотранспорта.

Подтип IIIV — сильно заболоченные территории, закрытые аккумулятивными ледниково-моренными осадками, с тундровым и лесным ландшафтами, непроходимые для обычного автотранспорта.

Тип IV — территории разного геоморфологического строения, полностью закрытые аллохтонными осадками — ледниковыми, речными, эоловыми, морскими — мощностью от 20—30 до 200—300 м и более, с глубоко погребенными ореолами рассеяния.

Указанное деление, безусловно, не отражает всего многообразия природных условий; в конкретной обстановке схема районирования может быть изменена в зависимости как от физико-геологической ситуации, так и от технических средств в распоряжении исследователя.

Благоприятными для радиометрических поисков являются лишь территории типов I, II и IIIA, с хорошей и средней обнаженностью, с открытыми и полузакрытыми вторичными ореолами рассеяния U и Th. Во всех других случаях успех поисков зависит в первую очередь от объемов буровых работ и сопровождающих их видов каротажа, от разработки и внедрения прогрессивных методов бурения скважин, от широкого применения геофизических работ. Необходимо форсировать разработку технических средств проходки глубоких шпуров и мелких скважин, что крайне необходимо для повышения эффективности поисков в тундровых и лесных ландшафтах, занимающих в СССР очень большие площади.

Комплекс радиометрических и геохимических методов на поисковых стадиях в пределах перечисленных выше типов территорий приведен в табл. 20.1.

Почти во всех геоморфологических и ландшафтных зонах ре-

Таблица 20.1. Радиометрические и геохимические комплексы исследований при поисках месторождений урана

Типы территорий	Примеры территорий	Основные (А) и вспомогательные (Б) методы	Поиски и поисково-оценочные работы
<p>I. Горные области, хорошо обнаженные</p>	<p>Горы Средней Азии, Алтая, Кавказа, Прибайкалья, Центральной и Восточной Сибири</p>	<p>А — пешеходная γ-съемка в масштабе 1 : 25 000 Б — 1) вертолетная γ-спектральная съемка масштабов 1 : 25 000—1 : 50 000 для абсолютных высот до 3 000 м в изрезанном рельефе и до 4 000 м на горных плато; 2) радиогеохимическая съемка на U и Rn по подземным источникам и на U и его спутники по стокам малых рек, литохимическая съемка на U и спутники по потокам рассеяния на основе лазерно-люминесцентного анализа U; 3) эманационная съемка (на водоразделах)</p>	<p>А — пешеходная γ-съемка, интегральная и спектрметрическая, поверхностная и шпуровая, в масштабах 1 : 10 000 и 1 : 5 000 (1 : 2 000) Б — 1) литохимическая съемка на U и его спутники; 2) эманационная съемка (на водоразделах); 3) методы оценки генетической природы аномалий (^{238}U, Rn, термолуминесценция)</p>
<p>II. Горные и предгорные области, со средней обнаженностью</p>	<p>Енисейский кряж; нагорья Восточного Саяна, Тувы, Центральной Сибири; горы Сахалина и Чукотки; Новая Земля</p>	<p>А — вертолетная γ-спектральная съемка в масштабе 1 : 25 000 Б — 1) пешеходная γ-съемка; 2) радиогидрохимическая съемка на U и Rn, литохимическая на U и его спутники по потокам рассеяния; 3) эманационная съемка, на пониженных и заболоченных участках — в трекковой модификации или способом активных иалетов (САН)</p>	<p>А — пешеходная γ-съемка, преимущественно шпуровая Б — 1) био- и литохимическая съемка на U и его спутники; 2) эманационная съемка; 3) радиометрическая документация горных выработок и γ-картаж скважин; 4) методы оценки генетической природы аномалий</p>

Типы территорий	Примеры территорий	Основные (А) и вспомогательные (Б) методы Поски и поисково-оценочные работы	
IIIА. Холмистые территории с маломощными покровными суглинками, проходимые для автотранспорта	Центральный Казахстан; некоторые полупустынные и пустынные районы Средней Азии и Южного Казахстана	<p>А — самолетная аэрогамма-спектральная съемка в масштабе 1 : 25 000 (1 : 10 000)</p> <p>Б — 1) автомобильная γ-спектральная съемка;</p> <p>2) пешеходная (шпуровая) γ-съемка на участках, непроходимых для автомобилей;</p> <p>3) глубинная γ-съемка на участках с мощностью аллювиальных осадков более 5 м</p>	<p>А — автомобильная γ-спектральная съемка в масштабе 1 : 10 000 (1 : 5 000)</p> <p>Б — 1) плужная γ-съемка;</p> <p>2) эманационная съемка;</p> <p>3) пешеходная (шпуровая) γ-съемка;</p> <p>4) глубинная γ-съемка;</p> <p>5) радиометрическая документация горных выработок и скважин (γ-каротаж);</p> <p>6) методы оценки генетической природы аномалий (см. разделы 16.1 и 16.2)</p>
IIIБ. Низкогорные слабо расчлененные области, плохо обнаженные, с ограниченной проходимостью для автомобилей	Низкогорья Урала и Забайкалья; Горная Шория, Салаир, Кольский полуостров, Дальневосточное Приморье	<p>А — 1) глубинная γ-спектральная съемка на участках, проходимых для автотранспорта;</p> <p>2) эманационная съемка, шпуровая и глубинная, включая трековую модификацию и САН</p> <p>Б — 1) аэрогамма-съемка масштабов 1 : 25 000—1 : 50 000;</p> <p>2) био-, лито- и гидрохимические съемки на U и его спутники;</p> <p>3) пешеходная γ-съемка по долинам рек, где есть спорадическая обнаженность;</p> <p>4) подводная γ-съемка по озерам и рекам;</p> <p>5) атмосферическая съемка, включающая гелиевую</p>	<p>А — 1) глубинная γ-съемка, включающая γ-спектральную модификацию;</p> <p>2) эманационная съемка на участках, непроходимых для автотранспорта</p> <p>Б — 1) био- и литохимическая съемки на U и его спутники;</p> <p>2) γ-спектральная съемка повышенной точности (при наличии солевых ореолов);</p> <p>3) методы оценки генетической природы аномалий (см. разделы 16.1 и 16.2)</p>

Продолжение табл. 20.1

Основные (А) и вспомогательные (Б) методы		Поиски и поисково-оценочные работы	
Типы территорий	Примеры территорий	Общие поиски	Поиски и поисково-оценочные работы
III. Холмистые и равнинные заболоченные территории, непроездные для обычного автотранспорта	Карелия, северные районы СССР	<p>А — глубинная γ-съемка с применением мелкого бурения на легкими установками на гусеничном ходу (подлежат разработке)</p> <p>Б — 1) аэрогамма-съемка масштабов 1 : 25 000—1 : 50 000; 2) валунная съемка на основе пешеходной γ-съемки с γ-спектральным изучением валунов; 3) пешеходная (шпуровая) γ-съемка; 4) β- и β — γ-съемки по окрестностям болот; 5) эманационная трековая съемка; 6) подводная γ-съемка на малых водоемах; 7) био- и радиогидрохимическая съемка</p>	<p>А — глубинная γ-съемка с применением мелкого бурения по морене (подлежит разработке)</p> <p>Б — 1) β-съемка; 2) эманационная съемка, включая трековую модификацию и САН; 3) пешеходная γ-спектральная съемка повышенной точности в пределах аномальных площадей; 4) литохимическая съемка на U и его спутники; 5) γ-картаж оценочных скважин</p>
IV. Территории разного геоморфологического строения, перекрытые аллювиальными осадками большой мощности	Украина, Северный Казахстан; пустынные районы Средней Азии; Русская платформа	<p>А — γ-спектральный скважин любого назначения (совместно с γ — γ-картажем и электрокартажем)</p> <p>Б — 1) гидрохимическая съемка; 2) атмосферическая съемка, включая геллеву и по углеродным газам; 3) всестороннее изучение на U, Th и их спутники керны скважин любого назначения</p>	<p>А — γ-картаж и γ-спектральный картаж поисково-оценочных скважин (совместно с электрокартажем)</p> <p>Б — 1) минералого-геохимическое изучение керн скважин; 2) радиогидрохимическое изучение проб воды (лазерно-люминесцентный анализ на U); 3) методы оценки геллегической природы аномалий</p>

комендуется на стадии общих поисков аэрогамма-съемка масштаба 1 : 25 000. Она рассчитывается на скоростную оценку ураноносности больших площадей и на выявление вскрытых эрозией значительных по размеру проявлений урановой минерализации.

Но основной частью поискового комплекса являются наземные γ -съемки — пешеходная, автомобильная, глубинная. Как известно из мировой практики, на долю этих методов приходится около 80 % всех выявленных месторождений U. Особое значение на современном этапе поисков, когда невелик резерв легкооткрываемых месторождений, приобретает глубинная γ -съемка. Для ее реализации на площадях типов II, IIIБ и IIIВ требуется применение малогабаритных буровых установок высокой проходимости и разработка скоростных методов бурения.

Эманационная съемка, а также био-, гидро-, лито- и атмосферические съемки по углеводородным газам предназначаются для увеличения глубинности поисков U, особенно на площадях типа IIIБ, IIIВ и IV. Однако из-за большого числа факторов, влияющих на формирование газовых и гидрохимических полей рассеяния, результаты этих съемок часто несут неопределенную информацию, что делает неоднозначной их интерпретацию. Перспективно применение литохимической съемки с регистрацией способом лазерной люминесценции легкорастворимой доли U, извлекаемой из проб рыхлых отложений слабым раствором соды.

Значительное место в радиометрическом комплексе занимают методы оценки возраста урановой минерализации в ореолах и потоках рассеяния, а именно — методы радиогенных изотопов Рb и радиационных дефектов (РД).

Часть из указанных в табл. 20.1 методов являются конкурирующими, так как в некоторых условиях они могут иметь близкие поисковые возможности. Так, например, конкурирующими на площадях II типа могут быть пешеходная γ -съемка и литохимическая съемка на U; на площадях типов IIIБ и IIIВ — шпуровая γ -съемка и эманационная съемка; во многих ландшафтных зонах — оценочные методы изотопов Рb и РД. В рациональном комплексе такие методы не должны дублировать друг друга. Выбор одного из них обосновывают расчетами экономических показателей и поисковой эффективности по данным сравнительных наблюдений на эталонных участках с типичными для поискового планшета природными условиями.

Предварительная и детальная разведка. Задачами этих стадий являются соответственно оценка промышленной значимости месторождения в целом и подсчет запасов полезного ископаемого по категориям C_2 , C_1 , В, А.

В этом плане к числу задач, решаемых радиоактивными методами, относятся:

1) оконтуривание известных рудных тел и обнаружение новых в пределах рудного поля;

2) локализация рудных участков и опробование рудных тел, вскрытых горными выработками и скважинами;

3) изучение радиологических и технологических свойств руд и возможности комплексного извлечения U и элементов-спутников.

Первую задачу решают с помощью радиометрических съемок масштаба 1:2000 (1:5000). Используют в первую очередь шпуровую или глубинную γ -съемку.

Для локализации рудных участков в поверхностных и подземных горных выработках применяют γ -профилирование и γ -съемки с расстоянием между точками от 1 до 0,2—0,1 м и между профилями 1—0,2 м.

Для опробования однокомпонентных руд в горных выработках служит интегральное γ -опробование способами разностного эффекта и направленного приема излучения (см. главу 19), в скважинах — интегральный γ -каротаж. Для опробования урано-ториевых руд привлекают γ -спектральные модификации этих же методов (см. разделы 18.8 и 19.4). Опробование урановых руд с сильно нарушенным равновесием U и Ra или с сильным радоновыделением осуществляют с помощью нейтронного каротажа в модификациях запаздывающих нейтронов и мгновенных нейтронов деления (см. раздел 18.9).

Г л а в а 21

ПРИМЕРЫ КОМПЛЕКСНОГО ПРИМЕНЕНИЯ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Приведенные здесь примеры иллюстрируют сравнительную глубинность и поисковую эффективность отдельных видов радиометрических съемок и методику оценки аномалий на месторождениях радиоактивных и нерадиоактивных полезных ископаемых.

21.1. Радиоактивные руды

На рис. 21.1 изображены радиометрические данные по рудопроявлению U, расположенному в пределах сухой равнинной степи, покрытой четвертичными суглинками мощностью до 10—15 м. Урановое оруденение локализуется в брекчированных тектонических зонах на площади развития кислых эффузивов. Над рудными телами в коре выветривания имеют место четко выраженные вторичные ореолы U. Слабая наложенная минерализация U проникает на 2—3 м в перекрывающие аллохтонные суглинки. Представительный горизонт (см. раздел 12.1) приходится на кровлю коры выветривания.

На площади рудопроявления проведены эманационная съемка и γ -съемка — автомобильная, шпуровая и глубинная. Рудопрояв-

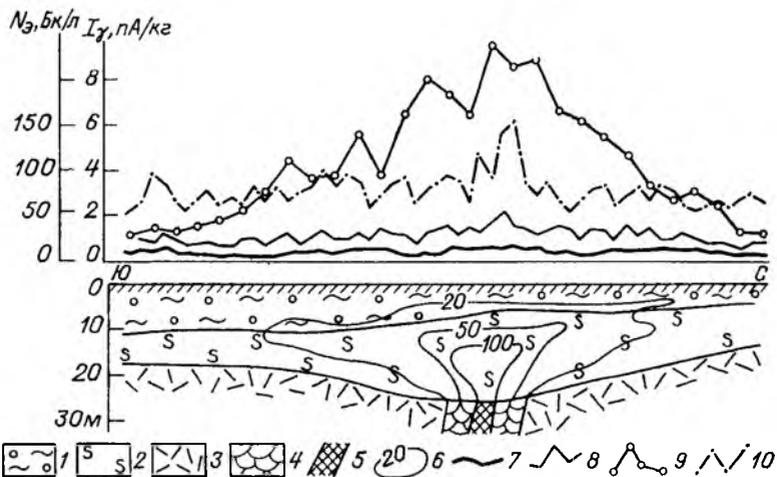


Рис. 21.1. Сравнительная эффективность радиометрических методов при поисках урановых руд в степных аридных районах.
 1 — суглинки; 2 — кора выветривания; 3 — кислые эффузивы; 4 — зона брекчирования; 5 — рудное тело; 6 — изолинии содержания урана, 10^{-1} %; 7—9 — графики I_γ по данным γ -съемок: 7 — автомобильной, 8 — шпуровой, 9 — глубинной; 10 — график N_0 объемной активности эманации.

ление четко выявляется лишь глубинной γ -съемкой. Аномалии эманационной и шпуровой съемок имеют небольшие площадные размеры и малую амплитуду; они обнаруживаются лишь в тех местах, где кора выветривания ближе всего подходит к земной поверхности. Автомобильная γ -съемка не выявила локальных изменений γ -поля, соизмеримых с удвоенной флуктуацией фона, хотя небольшое увеличение I_γ ($\sim 0,2$ пА/кг) она все же фиксирует над рудной зоной.

На рис. 21.2 приведены данные опытных исследований на урановом месторождении в аридной климатической зоне. Аномалии радиоактивности обнаруживаются на двух участках: над вскрытым эрозией рудным телом и над гипсоносными глинами в отложениях аллохтона. Контрастность аномалий эманационной и γ -шпуровой съемок в обоих случаях примерно одинакова. Диагностическим признаком рудной природы радиометрической аномалии является повышенное содержание радиогенного свинца. Обращает на себя внимание увеличение в рудной зоне площадных размеров и амплитуды аномалии трековой съемки по сравнению с результатами традиционной эманационной съемки.

Максимум концентрации He (27 отн. %) обнаружен не над зоной с урановым оруденением, а над зоной глубинных разломов в юго-восточной части участка. Над рудным телом относительное содержание He составляет от 8 до 14 %.

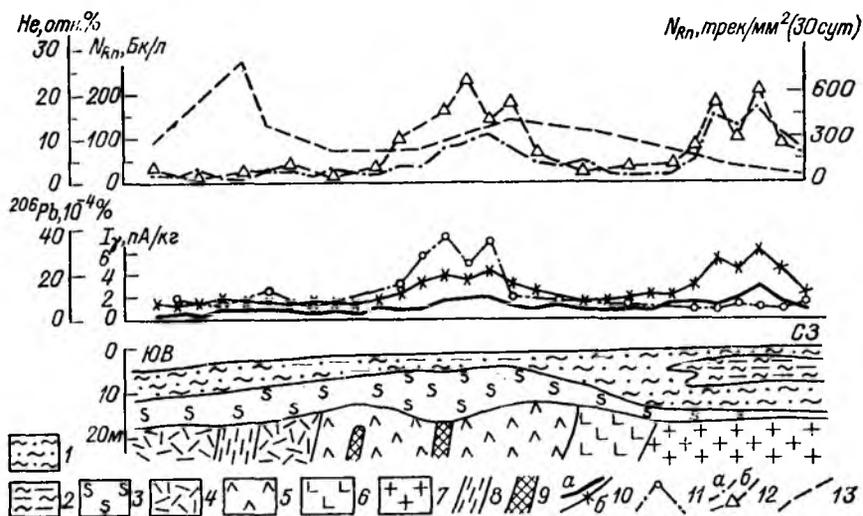


Рис. 21.2. Результаты опытных радиометрических работ на урановом месторождении гидротермального генезиса.

1 — суглинки; 2 — гиллосные глины; 3 — кора выветривания; 4 — андезиты; 5 — фельзиты; 6 — кварцевые порфиры; 7 — гранодиориты; 8 — зона глубинных разломов; 9 — рудная зона; 10 — результаты γ -съемки (а — пешеходной, б — шпуровой); 11 — график содержания радиогенного изотопа ^{206}Pb ; 12 — результаты эманационной съемки (а — традиционной, б — трековой); 13 — график концентрации He.

На стадиях поисков и поисково-оценочных работ предпочтение в рациональном комплексе отдается методам, дающим информацию с представительного горизонта, что вызывается необходимостью оценки прогнозных ресурсов полезного ископаемого (см. раздел 17.7). К таким методам в первую очередь относятся шпуровая и глубинная γ -съемки.

В связи с проблемой поисков слабо проявленного оруденения получают приоритет методы с относительно низким порогом чувствительности. Это — γ -спектрометрия повышенной точности, включая аэрогамма-съемку с детекторами большого объема; гидрохимическая и литохимическая съемки на базе лазерной люминесценции; эманационная съемка. На выявление слабых аномалий должны быть направлены и методика полевых работ, и методика обработки и комплексной интерпретации результатов.

Геофизические методы применяют на стадии общих поисков для выявления зон, контролирующих оруденение, и в помощь геологоструктурному картированию. На стадии поисков эти методы привлекают и после выполнения радиометрических работ — с целью оценки геологической ситуации на аномальном участке.

21.2. Нерадиоактивные полезные ископаемые

Выделение радиоактивных элементов в поздних дериватах магматического очага способствует совместному накоплению в определенных типах щелочных массивов (карбонатитах, фельдшпатитах) Th, U, Ta, Nb, Zr, Be, в гранитоидах — U, Th, Mo, W, Sn, Be, Ta, Nb, Zr. Постмагматические перераспределения вещества нередко благоприятны для возникновения парагенетических ассоциаций U, Th, иногда K с основным оруденением. При альбитизации и частично грейзенизации накопление U и Th сопровождается выносом K. Средне- и эпитермальные месторождения Au, Ag, Mo, Cu, Pb, Zn характеризуются перераспределением U и привносом K в результате пропилитизации, адуляризации, серицитизации.

В процессе литогенеза и формирования рудных экзогенных месторождений уран и калий мигрируют в растворенном виде и концентрируются на геохимических барьерах совместно с другими элементами; торий перемещается в виде обломков ториеносных минералов и накапливается в терригенных рудах континентального и прибрежно-морского происхождения. Повышенной ураноносностью вследствие сингенетичного осаждения U из растворов обладают медистые песчаники и сланцы, фосфориты, ванадиеносные сланцы, золотоносные конгломераты.

В зависимости от степени устойчивости парагенетических связей нерадиоактивных элементов с радиоактивными (см. табл. 17.2) выделяют три группы месторождений — с постоянными, частыми и редкими связями.

К первой группе (с постоянными связями) относятся редкометалльные и редкоземельные месторождения, генетически связанные с карбонатитами и альбититами, титановые и редкометалльные россыпи с монацитом и цирконом; ко второй (с частыми связями) — осадочные месторождения V, Mo, P, горючих сланцев, древние золотоносные конгломераты, месторождения бокситов, грейзеновые месторождения Sn, W, Mo, золото-серебряные месторождения вулканогенной формации, пегматиты с редкометалльным, слюдяным и оптическим сырьем; к третьей (с редкими связями) — месторождения полиметаллов, Cu, Sn, эндогенные месторождения Mo, W и др.

На месторождениях первой группы радиоактивные методы имеют столь же важное значение в комплексе, как и при поисках и разведке руд U и Th. На месторождениях второй группы эти методы хотя и не относятся к ведущим, являются обязательными компонентами поискового комплекса; в третьем случае они имеют лишь вспомогательное значение.

Применение радиоактивных методов на нерадиоактивных объектах помогает решать следующие задачи:

1) выделение перспективных площадей под специализированные поиски;

2) поиски месторождений, оконтуривание рудных тел, изучение структуры рудных полей;

3) геолого-радиометрическая документация, опробование нерadioактивных руд и оперативное направление разведочных работ.

Первая задача решается при средне- и крупномасштабном геологическом картировании. Из радиоактивных методов на этих стадиях практически в любых ландшафтных условиях используют аэрогамма-спектральную съемку и γ -картаж картировочных скважин. Наземные методы применяют лишь в целях проверки аэроаномалий.

На стадиях общих и детальных поисков комплекс выбирают в зависимости от природных и геологических условий. Для месторождений с постоянными связями нерадиоактивных элементов с радионуклидами комплекс формируют так, как это принято при поисках U и Th, в соответствии с рекомендациями, приведенными в табл. 20.1.

На месторождениях с частыми и редкими связями решение о включении радиоактивных методов в общий поисковый комплекс принимают в каждом конкретном случае на основе анализа применимости геофизических и геохимических методов в целом, после изучения фондовых материалов и предварительных исследований радиоактивности руд, околорудной среды и вмещающих пород. Комплекс радиоактивных методов выбирают в принципе так же, как и при поисках радиоактивных руд (см. табл. 20.1), но с учетом особенностей распределения трех радиоактивных компонент — U (Ra), Th, K (см. табл. 17.2). Ведущим методом поисков на трех горизонтах — в воздухе, на земле и в скважинах — является γ -спектральный. Применение эманационного метода эффективно лишь в том случае, когда элементом-индикатором является U.

Третью задачу — опробование нерадиоактивных руд — целесообразно решать лишь на месторождениях с высокими корреляционными связями изучаемых нерадиоактивных элементов с U или Th. Это могут быть редкометалльные или редкоземельные руды, в которых U и Th изоморфно входят вместе с полезными компонентами в состав одних и тех же минералов, например: Nb и Ta — в лопарите и пирохлоре; Y, Ce, U, Th — в фергусоните; редкометалльные россыпи с монацитом; фосфориты, адсорбирующие U из воды в процессе своего образования, и т. п.

Успешное применение аэрогамма-спектральной съемки при поисках редкометалльного (Ta, Nb) оруденения, приуроченного к крупным телам щелочных метасоматитов, иллюстрирует рис. 21.3 [3]. Для экзоконтактовых ореолов характерны ферриторит, ортит, циркон, малакон, отличающиеся относительно высоким содержанием Th. В рудных зонах развиты пирохлор, циркон, ильменит. Главным рудным минералом является пирохлор с содержанием U 1—2 % и с отношением $Th/U = 0,3 \div 1,0$. Этим объясняется общая высокая зараженность метасоматитов торием [$60 \div 120$] ×

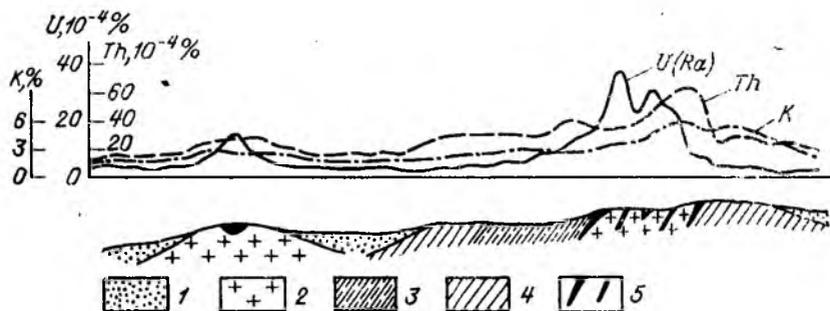


Рис. 21.3. Аэрогамма-спектральные данные над редкометалльными щелочными метасоматитами [3].

1 — четвертичные отложения; 2 — щелочные метасоматиты; 3 — метаморфизованные песчаники; 4 — кристаллические сланцы; 5 — рудные зоны.

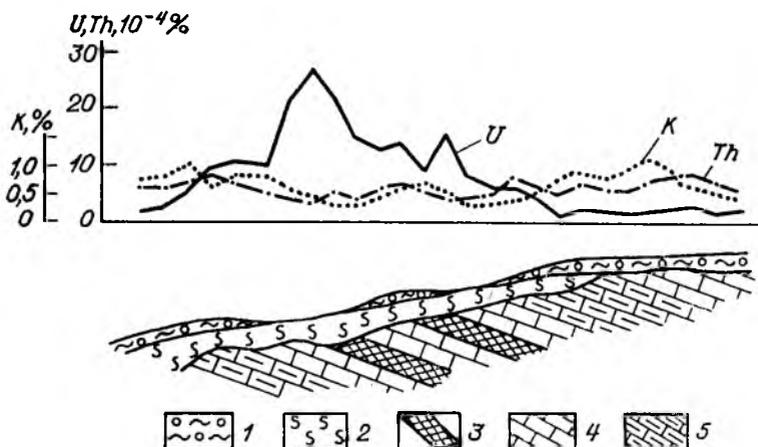


Рис. 21.4. Профиль пешеходной γ -спектральной съемки через месторождение фосфоритов.

1 — делювиально-пролювиальные отложения; 2 — кора выветривания; 3 — фосфориты пластовые; 4 — известняки; 5 — доломиты.

$\times 10^{-4} \%$] и связь основного оруденения с аномалиями урана (до $40 \cdot 10^{-4} \%$). Повышенные содержания калия (до 6—9 %) приурочены к крупным тектоническим нарушениям и встречаются в пределах метасоматитов в виде узких полос. Наиболее перспективными являются аномалии высокой интенсивности, где участки, резко обогащенные торием, сопряжены с участками, обогащенными ураном.

Данные рис. 21.4 получены на месторождении фосфоритов. Рудные тела пластовой формы залегают среди известняков и доломитов. Коренные породы перекрыты прерывистым чехлом коры выветривания и четвертичных отложений. Содержание U в рудах достигает $(50 \div 100) \cdot 10^{-4} \%$, Th $(3 \div 8) \cdot 10^{-4} \%$, K 0,2—0,5 %. В коре выветривания над выходами фосфоритов содержание U равно $(10 \div 30) \cdot 10^{-4} \%$. Интенсивная урановая аномалия (до $27 \cdot 10^{-4} \%$) фиксируется на участках профиля, где обнажается кора выветривания с повышенным содержанием фосфора ($q_{P_2O_5} \geq 1 \%$).

Примеры успешного выделения золоторудных зон и открытых кимберлитовых трубок по радиометрическим данным приведены на рис. 17.2 и 17.3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
2. *Аэрогамма-спектрометрический метод поисков рудных месторождений.* Методическое руководство/В. П. Воробьев, А. В. Ефимов, М. И. Альтшуллер и др. Л., Недра, 1977. 216 с.
3. *Аэрогамма-спектрометрия в геологии/Л. Н. Вавилин, В. П. Воробьев, А. В. Ефимов и др. Л., Недра, 1982. 271 с.*
4. *Аэрогеофизические методы прогнозирования месторождений урана/А. И. Краснов, Е. Б. Высокоостровская, В. А. Смирнов и др. М., Атомиздат, 1980. 129 с.*
5. *Булашевич Ю. П., Хайритдинов Р. К.* Диффузия эманации в пористых средах — Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1959, № 12, с. 1787—1792.
6. *Вартапов Н. А., Самойлов П. С.* Прикладная сцинтилляционная гамма-спектрометрия. М., Атомиздат, 1975. 404 с.
7. *Вахромяев Г. С.* Основы методологии комплексирования геофизических исследований при поисках рудных месторождений. М., Недра, 1978. 152 с.
8. *Ветров А. Г.* Способ вычисления аномальных концентраций свинца-206 и свинца-208 по результатам изотопно-свинцового анализа.— В кн.: Методы рудной геофизики. Л., 1976, вып. 11, с. 8—14. (М-во геологии СССР, ВНИИГеофизика).
9. *Воскобойников Г. М.* Интенсивность гамма-излучения в однородной излучающей среде.— Тр. Горно-геол. ин-та УФ АН СССР, 1957, вып. 30, № 2, с. 162—172.
10. *Воскобойников Г. М., Қарташов Н. П.* К вопросу о спектрометрических исследованиях естественных излучателей.— Атомная энергия, 1959, № 1, с. 42—48.
11. *Глубинные поиски рудных месторождений/Ред. А. Н. Еремеев, А. П. Соловов. М., Госгеолтехиздат. 1963, вып. 1. 187 с.*
12. *Гольдштейн Г., Уилкинс Дж.* Расчеты прохождения гамма-излучения через вещество.— В кн.: Защита транспортных установок с ядерным двигателем. М., Иностран. лит., 1961, с. 212—430.
13. *Горн Л. С., Хазанов Б. И.* Программно-управляемые приборы и комплексы для измерения ионизирующих излучений. М., Энергоатомиздат, 1985. 193 с.
14. *Государственная система обеспечения единства измерений.* Стандартные образцы. Основные положения. ГОСТ 8.315—78. М., 1978. (Гос. ком. по стандартам).
15. *Давыдов Ю. Б.* Одномерная обратная задача гамма-каротажа скважин.— Изв. вузов. Геология и разведка, 1970, № 2, с. 105—109.
16. *Данилов В. С., Филимонов В. В.* Система стабилизации коэффициента усиления гамма-спектрометра.— Геофиз. аппаратура, 1972, вып. 49, с. 51—55

17. *Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О.* Схемы распада радиоактивных ядер, $A \geq 100$. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963. 1059 с.
18. *Диордиенко Л. В., Васильковский Б. В.* Об одной постановке задачи классификации гамма-спектрометрических аномалий.— В кн.: Методы рудной геофизики. Аэрогеофизические методы. Л., 1976, с. 70—78. (НПО «Геофизика»).
19. *Диткин В. А.* Справочник по операционному исчислению. М., Высш. школа, 1965. 455 с.
20. *Дополнения к инструкции по гамма-каротажу при поисках и разведке урановых месторождений/Отв. ред. Т. М. Комарова.* Л., 1983. 67 с. (НПО «Рудгеофизика»).
21. *Еремеев А. Н.* Принципы методики поисков погребенных рудных месторождений.— В кн.: Глубинные поиски рудных месторождений. М., 1968, вып. 2, с. 37—55. (Всесоюз. науч.-исслед. ин-т минерал. сырья).
22. *Железнова Е. И., Шумилин И. П., Юфа Б. Я.* Радиометрические методы анализа естественных радиоактивных элементов. М., Недра, 1968. 459 с.
23. *Инструкция по гамма-каротажу при поисках и разведке урановых месторождений/Отв. ред. Ю. В. Хромов.* Л., 1974, 108 с. (М-во геологии СССР).
24. *Инструкция по проведению гамма-спектральных измерений прибором РКП-305 («Карат»)/Ред. А. Г. Ветров.* Л., 1983. 20 с. (НПО «Рудгеофизика»).
25. *Инструкция по работе со сцинтилляционными радиометрами при геологических съемках и поисках/Ред. А. Г. Ветров.* Л., 1986. 43 с. (НПО «Рудгеофизика»).
26. *Карлье Э.* Методика количественной оценки месторождений урана. М., Атомиздат, 1966. 354 с.
27. *Квятковский Е. М.* Литохимические методы поисков эндогенных рудных месторождений. Л., Недра, 1977. 189 с.
28. *Коган Р. М., Назаров И. М., Фридман Ш. Д.* Основы гамма-спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1976. 366 с.
29. *Костоглодов В. В.* Морская гамма-спектрометрическая съемка. М., Наука, 1979. 148 с.
30. *Красников В. И.* Рациональные поиски рудных месторождений. М., Госгеолтехиздат, 1959. 411 с.
31. *Кюри М.* Радиоактивность. М., Физматгиз, 1960. 516 с.
32. *Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н.* Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960. 208 с.
33. *Лян Синчжун.* Гидродинамическая модель конвекции радона.— Зап. Ленингр. горн. ин-та, 1987, т. 111, с. 81—84.
34. *Мезенцев О. К.* Погребенные ореолы рассеяния гидротермальных месторождений урана. М., Атомиздат, 1975. 136 с.
35. *Мейер В. А., Ваганов П. А.* Основы ядерной геофизики. Л., Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1985. 408 с.
36. *Метод радиационных дефектов. Методические рекомендации/А. М. Данилевич, В. В. Павшук, А. А. Смыслов и др.* М., 1982. 43 с. (М-во геологии СССР).
37. *Методические основы исследования химического состава горных пород, руд и минералов/Ред. Г. В. Остроумов.* М., Недра, 1979. 400 с.
38. *Методическое руководство по пешеходной, автомобильной и скважинной гамма-спектральным съемкам/Ред. А. Г. Ветров.* Л., 1975. 107 с. (М-во геологии СССР).
39. *Методы лабораторного контроля качества аналитических работ. Методические указания НСАМ, № 9.* М., 1975. (Всесоюз. науч.-исслед. ин-т минерал. сырья).
40. *Метрология.* Единицы физических величин. Стандарт СЭВ 1052—78. М., Изд-во стандартов, 1980. 39 с.

41. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. М., Энергоатомиздат, 1983. 616 с.
42. Никитин А. А. Статистические методы выделения геофизических аномалий. М., Недра, 1979. 280 с.
43. Новиков Г. Ф., Капков Ю. Н. Радиоактивные методы разведки. Л., Недра, 1965. 759 с.
44. Островский Э. Я. Аэрогамма-спектрометрический метод поисков месторождений нерадиоактивных руд. М., Недра, 1977. 72 с.
45. Пруткина М. И., Шашкин В. Л. Справочник по радиометрической разведке и радиометрическому анализу. М., Энергоатомиздат, 1984. 168 с.
46. Пшеничный Г. А. Взаимодействие излучения с веществом и моделирование задач ядерной геофизики. М., Энергоатомиздат, 1982. 224 с.
47. Радиоактивные геофизические методы в приложении к геологии/А. П. Кириков, П. Н. Тверской, А. Г. Граммаков и др. Л., Горгео-нефтеиздат, 1934. 342 с.
48. Разведка месторождений урана для отработки методом подземного выщелачивания/М. В. Шумилин, Н. Н. Муромцев, К. Г. Бровин и др. М., Недра, 1985. 208 с.
49. Разведочная ядерная геофизика. Справочник геофизика/Ред. О. Л. Кузнецов, А. Л. Поляченко. М., Недра, 1986. 432 с.
50. Сердюкова А. С., Капитонов Ю. Т. Изотопы радона и продукты их распада в природе. М., Атомиздат, 1975. 296 с.
51. Смыслов А. А. Уран и торий в земной коре. Л., Недра, 1974. 231 с.
52. Современные методы ядерной спектроскопии/Отв. ред. Б. С. Дзельев. Л., Наука, 1985. 201 с.
53. Соловов А. П. Поискные сети и вероятные резервы оруденения в ползукрытых районах.— В кн.: Глубинные поиски рудных месторождений. М., 1968, вып. 2, с. 9—36 (Всесоюз. науч.-исслед. ин-т минерал. сырья).
54. Соловов А. П. Геохимические методы поисков месторождений полезных ископаемых. М., Недра, 1985. 294 с.
55. Тархов А. Г., Бондаренко В. М., Никитин А. А. Комплексирование геофизических методов. М., Недра, 1982. 295 с.
56. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1986. 286 с.
57. Хайкович И. М., Шашкин В. Л. Опробование радиоактивных руд по гамма-излучению. Теория и методика. М., Энергоатомиздат, 1982. 160 с.
58. Шашкин В. Л., Пруткина М. И. Эманирование радиоактивных руд и минералов М., Атомиздат, 1979. 112 с.
59. Шуколюков Ю. А., Горохов И. М., Левченков О. А. Графические методы изотопной геологии. М., Недра, 1974. 207 с.
60. Экспозиционные эманационные методы поисков месторождений полезных ископаемых/В. К. Титов, В. А. Венков, Т. Л. Авдеева, Е. И. Кувшинникова. Л., Недра, 1985. 132 с.
61. Якубович А. Л., Зайцев Е. И., Пржиялговский С. М. Ядерно-физические методы анализа горных пород. М., Энергониздат, 1982. 204 с.
62. Borehole geophysics for mining and geotechnical applications. Proceedings of a symposium held in Toronto, Canada, Aug. 1983. Geol. Surv. Canada Paper, 85—27, 1986, 400 p.
63. Borehole logging for uranium exploration. Technical report, ser. 212, 1982, 277 p.
64. Bowman W. W., MacMurdo K. W. Radioactive-decay gammas by energy and nuclide. Atomic data and nuclear data tables, 1974, v. 13, N 2—3.
65. Exploration for uranium ore deposits (proceedings of the symposium, Vienna, 29 march — 2 april 1976). Int. Atom. Energy Agency (IAEA), Vienna, 1976. 809 p.

66. *Fleisher R. L., Hart H. R., Mogro-Campero A.* Radon emanation over an ore body, search for long-distance transport of radon.— *Nucl. Instr. a. Methods*, 1980, v. 173, N 1, p. 169—181.

67. *Grasty R. L.* The design, construction and application of airborne gamma-ray spectrometer calibration pads. *Thailand. Geol. Surv. Canada Paper*, 87—10, 1987. 34 p.

68. *Grasty R. L., Glynn J. E., Grant J. A.* The analysis of multicannel airborne gamma-ray spectra.— *Geophysics*, 1985, v. 50, N 12, p. 2611—2620.

69. *Gylson B. L.* Lead isotopes in mineral exploration. Amsterdam, Elsevier, 1986, 245 p.

70. *Lovborg L.* The calibration of portable and airborne gamma-ray spectrometers. Theory, problems, facilities. *Riso Report M2456*, 1984. 207 p.

71. *Uranium* exploration methods. Proceedings of the symposium, Paris, 1982. 990 p.

72. *Uranium* exploration in Athabasca Basin, Saskatchewan, Canada. *Geol. Surv. Canada Paper*, 82—11, 1983. 310 p.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Раздел первый	
ФИЗИЧЕСКИЕ, ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ	
ОСНОВЫ	
Глава 1. Радиоактивные элементы. Законы радиоактивных превращений	5
1.1. Виды радиоактивных превращений. Ионизирующие излучения и их свойства	—
1.2. Естественные радиоактивные нуклиды. Спектры излучений	20
1.3. Распространение радиоактивных элементов в природных условиях	24
1.4. Закон распада радионуклидов. Константы распада. Флуктуации скорости распада	28
1.5. Закон накопления радионуклидов. Радиоактивное равновесие	31
1.6. Накопление и распад короткоживущих продуктов Rп, Tп, Ап	35
1.7. Радиоактивные превращения как основа ядерной геохронологии	38
Глава 2. Распространение ионизирующих излучений в веществе	39
2.1. Элементарные процессы взаимодействия излучений с веществом. Коэффициент ослабления излучения	—
2.2. Распространение заряженных частиц в веществе	54
2.3. Распространение γ -квантов в геометрии узкого пучка. Интенсивность, доза и мощность дозы излучения	58
2.4. Особенности распространения γ -квантов в геометрии широкого пучка. Фактор накопления излучения	61
2.5. Элементы теории многократного рассеяния γ -излучения	63
2.6. Отражение γ -излучения. Фактор накопления при отражении	66

2.7. Энергетический состав рассеянного γ -излучения. Эффективный коэффициент $\mu_{\text{эф}}$ в излучающей среде . . .	68
Глава 3. Детекторы и методы измерения излучений. Радиометрическая аппаратура	71
3.1. Типы детекторов и радиометрических приборов . . .	—
3.2. Сцинтилляционные счетчики и их рабочие характеристики	73
3.3. Типы сцинтилляторов и фотоумножителей	81
3.4. Ионизационные газонаполненные детекторы и их рабочие характеристики	84
3.5. Ионизационные твердотельные детекторы. Типы полупроводниковых счетчиков	89
3.6. Трековые детекторы	94
3.7. Структурная схема радиометрической аппаратуры . .	—
3.8. Принципы спектрометрии γ -излучения и заряженных частиц	97
3.9. Метрологические понятия в области измерения ионизирующих излучений, массы и содержания радиоактивных веществ. Единицы измерения	102

Раздел второй
ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ

Глава 4. Радиометрические методы анализа природных образований	110
4.1. Определение эквивалентного содержания урана в порошковых пробах по α -, β -, γ -излучению	112
4.2. Многокомпонентный радиометрический анализ порошковых проб	115
4.3. Изотопный α -спектральный анализ	122
4.4. Эманационные методы анализа	123
4.5. Определение коэффициента эманирования порошковых и штучных проб	129
Глава 5. Контроль и оценка точности анализа	131
5.1. Организация контроля	—
5.2. Погрешности анализа и критерии качества аналитических работ	133

Раздел третий
ПОЛЕВЫЕ ПОИСКОВЫЕ МЕТОДЫ

Глава 6. Некоторые методические положения полевых съемок . . .	137
6.1. Стадии и масштабы поисково-съемочных работ	—
6.2. Способы приближенной оценки вероятности пересечения объекта сетью наблюдений при первичных и повторных поисках	140

6.3. Оценка вероятного резерва вновь открываемых месторождений	143
--	-----

ЗА. МЕТОДЫ ПОИСКОВ ПО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЮ

Г л а в а 7. Теоретические основы поисковых гамма-методов	145
---	-----

7.1. Гамма-поле точечного источника	—
7.2. Интенсивность излучения элементарных источников .	148
7.3. Гамма-поле линейных и поверхностных источников .	149
7.4. Гамма-поле объемных источников с равномерным распределением излучателей	150
7.5. Гамма-поле тел с неравномерным распределением излучателей	155
7.6. Подобие γ -полей излучающих объектов	156
7.7. Регистрация γ -поля в движении	159
7.8. Интенсивность γ -излучения эманации в горных выработках	162
7.9. Некоторые закономерности распределения γ -полей по расчетным данным	163

Г л а в а 8. Основы полевой гамма-спектрометрии	165
---	-----

8.1. Сцинтилляционные спектры γ -излучения руд U и Th в больших массах	—
8.2. Принцип раздельного определения U (Ra), Th, K. Факторы, влияющие на результаты γ -спектрометрии	168
8.3. Выбор оптимальных окон γ -спектрометра. Способы стабилизации масштаба энергетической шкалы	173
8.4. Способы градуирования γ -спектральной аппаратуры .	176

Г л а в а 9. Аэрогамма-съемка	186
---	-----

9.1. Характеристика γ -поля геологических объектов на высоте полета	187
9.2. Приведение γ -поля, измеренного на высоте полета, к уровню земли	189
9.3. Физические и метеорологические факторы, влияющие на результаты аэрогамма-съемки	191
9.4. Организация и общие положения методики аэропоисков	192
9.5. Аэрогамма-спектральная аппаратура	196
9.6. Подготовка и выполнение полетов. Детализация аномалий	197
9.7. Обработка и интерпретация материалов аэрогамма-съемки	199
9.8. Характеристика аэрогамма-спектральных аномалий .	203
9.9. Наземная проверка аэроаномалий	204

Глава 10. Автомобильная гамма-съемка	203
10.1. Расчет γ -полей для условий автогамма-съемки и оптимальная скорость движения автомобиля	—
10.2. Методика автопоисковых работ	208
10.3. Обработка материалов. Характеристика аномалий	212
Глава 11. Пешеходная гамма-съемка	214
11.1. Модификации пешеходной γ -съемки	—
11.2. Гамма-полé геологических объектов в условиях регистрации переносными радиометрами	215
11.3. Настройка и градуирование переносной аппаратуры	217
11.4. Общие положения методики пешеходной γ -съемки	222
11.5. Технология выполнения различных модификаций пешеходной съемки	224
11.6. Определение полевой точности	229
11.7. Обработка наблюдений и изображение результатов	230
11.8. Характеристика γ -аномалий пешеходной съемки	232
Глава 12. Глубинная гамма-съемка	233
12.1. Некоторые положения теории глубинных поисков	—
12.2. Технические средства и аппаратура	235
12.3. Методика глубинной γ -съемки и поисков	237
12.4. Характеристика аномалий глубинной γ -съемки	239
Глава 13. Подводная гамма-съемка	240
13.1. Гамма-поле подводных объектов	241
13.2. Факторы, влияющие на подводные измерения излучения	243
13.3. Аппаратура и подводные контейнеры	245
13.4. Методика подводной γ -съемки	248
3Б. МЕТОДЫ ПОИСКОВ ПО РАДИОАКТИВНЫМ ГАЗАМ	
Глава 14. Теоретические основы газовых методов	251
14.1. Эманирование пород и руд. Концентрация эманации в бесконечной эманлирующей среде	—
14.2. Свойства радиоактивной эманации. Процессы миграции эманации в горных породах	254
14.3. Математическая модель распределения эманации в пористых средах	258
14.4. Некоторые частные случаи распределения эманации в породах и рудах	262
14.5. Интенсивность γ -излучения эманлирующих объектов	269

14.6. Некоторые закономерности распределения радона по расчетным данным	270
Глава 15. Эманационная съемка	272
15.1. Виды и условия применения эманационных работ	—
15.2. Общие положения методики эманационной съемки	277
15.3. Технология выполнения эманационных измерений	—
15.4. Обработка полевых материалов. Изображение результатов	283
15.5. Характеристика эманационных аномалий	285

3В. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ПОИСКОВ

Глава 16. Методы, основанные на некоторых проявлениях радиоактивного распада	286
16.1. Метод радиогенных изотопов свинца	287
16.2. Методы радиационных дефектов	293
Глава 17. Принципы геологической интерпретации радиометрических съемок	299
17.1. Цели и задачи интерпретации. Общие положения	—
17.2. Физико-геологическая модель уранового месторождения. Классификация источников аномальной радиоактивности	301
17.3. Выделение аномалий	303
17.4. Выделение перспективных площадей	311
17.5. Разбраковка и оценка аномалий	313
17.6. Математические методы обработки и интерпретации комплексной информации	319
17.7. Оценка прогнозных ресурсов урана по данным радиометрических съемок	326

Раздел четвертый

МЕТОДЫ ОПРОБОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ РУД ПО ИЗЛУЧЕНИЮ

Глава 18. Гамма-каротаж	329
18.1. Гамма-поле бесконечного однородного пласта, пересеченного скважиной	—
18.2. Зависимость площади каротажной диаграммы от параметров рудного пласта	337
18.3. Пересчетный коэффициент интегрального каротажа	339
18.4. Дифференциальная интерпретация данных каротажа с применением ЭВМ	344
18.5. Графическая интерпретация диаграмм γ -каротажа	348

18.6.	Поправки при расчете содержания урана	354
18.7.	Методика рудного γ -каротажа	357
18.8.	Рудный γ -спектральный каротаж	360
18.9.	Прямые методы определения урана в скважинах	366
Глава 19.	Радиометрическое опробование	370
19.1.	Принцип γ -опробования	371
19.2.	Основы интерпретации	373
19.3.	Методика радиометрического опробования	377
19.4.	Гамма-опробование урано-ториевых руд	380
19.5.	Шпуровое γ -опробование	381
Раздел пятый		
КОМПЛЕКСНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ		
МЕТОДОВ ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ		
ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ		
Глава 20.	Рациональный комплекс методов в разных геолого-геомор-	
	фологических условиях	382
20.1.	Принципы выбора рационального комплекса	—
20.2.	Комплекс методов при геологической съемке, поисках и разведке месторождений урана и тория	384
Глава 21.	Примеры комплексного применения радиометрических ме-	
	тодов	391
21.1.	Радиоактивные руды	—
21.2.	Нердиоактивные полезные ископаемые	394
Список литературы		398

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Новиков Григорий Федорович
РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА

Редактор издательства *Л. Г. Ермолаева*
Технический редактор *Н. П. Старостина*
Корректор *Е. А. Стерлина*

ИБ № 7594

Сдано в набор 15.08.88. Подписано в печать 05.05.89. М-23192. Формат 60 × 90 1/16.
Бумага тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 25,50. Усл.
кр.-отт. 26,0. Уч.-изд. л. 25,64. Тираж 3920 экз. Заказ № 2022/808. Цена 1 р. 20 к.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра», Ленинградское отделение. 193171,
Ленинград, С-171, ул. Фарфоровская, 18.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского
объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при
Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
191126, Ленинград, Социалистическая, ул. 14.