

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ЯДЕРНО-ГЕОФІЗИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ СВЕРДЛОВИН

Підручник

УДК 550.832.5(075.8)

Я34

Автори:

С. А. Вижва, В. І. Онищук, І. І. Онищук, О. В. Шабатура

Рецензенти:

д-р геол. наук, проф. М. І. Орлюк
(Інститут геофізики НАН України),

канд. геол. наук В. К. Демидов,
канд. фіз.-мат. наук Ю. М. Оніщук

(Київський національний університет імені Тараса Шевченка)

*Рекомендовано до друку
вченою радою ННІ "Інститут геології"
(протокол 8 від 16 грудня 2020 року)*

*Ухвалено науково-методичною радою
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
(протокол № 2-21 від 23 лютого 2021 року)*

Я34 Ядерно-геофізичні методи досліджень свердловин : підручник / С. А. Вижва, В. І. Онищук, І. І. Онищук, О. В. Шабатура. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2023. – 423 с.

ISBN 978-966-933-235-6

Викладено фізико-геологічні основи радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин, охарактеризовано основні процеси взаємодії ядерного випромінювання з речовиною та методи їхньої реєстрації. Розглянуто ядерно-геофізичні методи досліджень свердловин. Підручник є основою для викладання курсів "Геофізичні дослідження свердловин", "Геофізика та комп'ютерна обробка геолого-геофізичних даних" і "Геологія нафти і газу" для бакалаврів 4-го курсу навчання, а також науково-дослідницьких практикумів з підготовки магістрів.

Для студентів геологічних спеціальностей вищих навчальних закладів, а також фахівців-геофізиків наукових і виробничих організацій.

УДК 550.832.5(075.8)

© Вижва С. А., Онищук В. І., Онищук І. І., Шабатура О. В., 2023

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,

ISBN 978-966-933-235-6

ВПЦ "Київський університет", 2023

ПЕРЕДМОВА

Розвиток сучасного суспільства неможливий без відкриття, розвідки і раціональної експлуатації джерел мінеральної сировини. У комплексі геолого-геофізичних методів, що використовуються під час пошуків, розвідки та контролю розробки родовищ корисних копалин, важливе місце посідають ядерно-геофізичні методи досліджень свердловин. Дисципліну "Геофізичні методи дослідження свердловин" було введено до навчальних планів вищих навчальних закладів, що готують фахівців-геологів, у кінці 50-х рр. минулого століття у зв'язку зі створенням і впровадженням у геологорозвідувальних і гірничодобувних організаціях польових, свердловинних і лабораторних радіометричних методів та їхнім широким застосуванням під час пошуків та розвідки радіоактивної сировини для потреб атомної енергетики, а також вуглеводнів і рудних корисних копалин.

Незважаючи на досить значну роль ядерно-геофізичних методів у геологорозвідувальному процесі, на сучасному етапі відчувається дефіцит відповідної спеціальної навчальної літератури. Це і спричинило написання підручника на основі конспектів лекцій з нормативного курсу "Геофізичні методи дослідження свердловин".

У процесі укладання підручника перед авторами виникли деякі проблеми. Перша з них – це неможливість викласти у встановленому обсязі весь матеріал, який зазвичай міститься у більш загальних виданнях. Тому в підручнику дещо схематично наведено опис апаратури. Ядерно-геофізична апаратура досить різноманітна за типами та призначенням, швидко старіє, змінюється її елементна база, і детальне висвітлення конструктивних особливостей у підручнику – завдання невдячне. Було враховано також зростаючу роль самостійної роботи студентів, у процесі якої освоєння сучасної високоавтоматизованої апаратури на основі постійно оновлюваних методичних посібників є цілком реальним.

У першій частині книги викладено питання фізико-геологічних основ радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин. Друга частина підручника присвячена розгляду фізичних

основ і питань застосування природної радіоактивності та активних методів ядерної геофізики для вирішення різноманітних геологічних завдань.

Головну увагу в підручнику приділено фізико-геологічним основам ядерно-геофізичних методів, їхнім принципним можливостям і характеристиці сфери застосування, а також опису взаємодії радіоактивного випромінювання з гірськими породами.

Зважаючи на низьку застосовність методу мічених ізотопів, у підручнику не наводиться їхній опис.

Підручник містить 100 рисунків і 30 таблиць, більшість з яких виконано для цього видання. Деякі рисунки і таблиці запозичені з публікацій, книжкову частину яких наведено у списку літератури. Посилання на конкретні джерела рисунків і таблиць у тексті не даються – вони громіздкі й для підручника навряд чи актуальні, оскільки жодні його розділи не претендують на наукові пріоритети.

Автори із вдячністю приймуть зауваження з висвітлених питань і структури книги, які просимо надсилати на кафедру геофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка за адресою: 03022, м. Київ, вул. Васильківська, 90, к. 327, 329, 322.

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

Методи геофізичних досліджень свердловин

ГАК	гамма-активаційний каротаж
ГК	гамма-каротаж
ГГК	гамма-гамма каротаж
ГГК-Г	гамма-гамма каротаж густинний
ГГК-ЛГ	гамма-гамма каротаж літологічний густинний
ГГК-С	гамма-гамма каротаж селективний
ГГК-СС	гамма-гамма каротаж селективний спектрометричний
ГНК	гамма-нейтронний каротаж
ЕК	еманаційний каротаж
ІНАК	імпульсний нейтронно-активаційний каротаж
ІНГК	імпульсний нейтронний гамма-каротаж
ІНГК-НР	імпульсний нейтронний гамма-каротаж непружного розсіяння нейтронів
ІНГК-РЗ	імпульсний нейтронний гамма-каротаж з реєстрацією гамма-випромінювання радіаційного захоплення
ІННК	імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж
ІННК-Т	імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж на теплових нейтронах
мкГГК-С	мікроселективний гамма-гамма-каротаж
КНД	каротаж нейтронів ділення (каротаж миттєвих нейтронів ділення)
НК	нейтронний каротаж
НАК	нейтронно-активаційний каротаж
НГК	нейтронний гамма-каротаж
НГК-С	нейтронний гамма-каротаж спектрометричний
ННК	нейтрон-нейтронний каротаж
ННК-НТ	нейтрон-нейтронний каротаж на надтеплових нейтронах
ННК-Т	нейтрон-нейтронний каротаж на теплових нейтронах
РРК	рентгенорадіометричний каротаж
СГК	спектральний гамма-каротаж
С/О	вуглецево-кисневий (С/О) каротаж
Σа	сігма-каротаж

Скорочення

АЦП	амплітудно цифровий перетворювач
ВНК	водогазовий контакт
ГВК	газопровідний контакт
ГДС	геофізичні дослідження свердловин
ГНК	газонафтовий контакт
ДІВ	джерела іонізаційного випромінювання
ЕОМ	електронно-обчислювальна машина
КПБ	каротаж під час буріння
КПШ	калієвий польовий шпат
ОГК	обчислена крива гамма-каротажу
ПЕД	потужність експозиційної дози
ПЗП	постійний запам'ятовувальний пристрій
СГС	система одиниць вимірювання
СІ	міжнародна система одиниць вимірювання
ФЕП	фотоелектронний помножувач
ФСВ	фільтраційно-ємнісні властивості
ЯГМ	ядерно-геофізичні методи
НІ	водневий індекс

ВСТУП

Ядерна геофізика досліджує ядерні процеси, які відбуваються в гірських породах і на планеті загалом, ядерно-фізичні характеристики гірських порід і деяких інших природних об'єктів, шляхи і способи їхнього використання під час вирішення геологічних завдань, пошуків і розвідки корисних копалин, контролю за розробкою родовищ корисних копалин, вирішення завдань інженерної геології та геоєкології.

Метою вивчення предмета "Радіоактивні методи геофізичних досліджень свердловин" є засвоєння загальних фундаментальних знань про закони ядерних перетворень, які лежать в основі теорії радіометричних та ядерно-геофізичних методів, про явища природної та штучної радіоактивності, поширення радіоактивних елементів у природі, методи польових досліджень свердловин. На цій основі формується комплексний підхід щодо розчленування геологічного розрізу, прямих пошуків родовищ корисних копалин, оцінки якості сировини, визначення вмісту хімічних елементів за допомогою реєстрації як природних, так і штучно створених полів радіоактивного випромінювання.

Історія розвитку наукових досліджень у сфері ядерних процесів та їхнього використання в геології поділяється на декілька етапів, які частково перекриваються в часі.

Перший етап, або етап створення радіогеології, починається відкриттям видатним ученим А. Беккерелем у 1896 р. явища радіоактивності. Важливі досягнення цього етапу такі.

Завдяки дослідженням І. Ельстера, Х. Гейгеля, Р. Стретта, І.І. Боргмана, А.П. Соколова та інших учених встановлено значне поширення радіоактивних елементів у гірських породах, рудах, водах та інших природних об'єктах. Видатні вчені П. Кюрі й Е. Резерфорд у 1902 р. теоретично розробили фізичні основи ядерної геохронології, а її практичну реалізацію здійснив Б. Болтвуд у 1904 р. У роботах П'єра Кюрі (1903) дано оцінку ролі тепла в тепловому балансі Землі, яке виділяється у процесі розпаду ядер.

В.І. Вернадський, розуміючи виняткове значення досліджень природної радіоактивності для геології, у 1935 р. запропонував виділити їх у новий розділ геології – радіогеологію.

На другому етапі було створено ядерну геологію, яка включала, крім радіогеології, дослідження речовини інших планет і співвідношень стабільних ізотопів елементів, а також розроблено основні положення ізотопної геології.

Третій етап – це час становлення і розвитку ядерної геофізики. Він розпочався у 20-х рр. ХХ ст. з розробки апаратури і методів реєстрації радіоактивних випромінювань у польових умовах.

Розвиток досліджень радіоактивності в Україні пов'язаний з діяльністю чл.-кор. АН УРСР, проф. Є.С. Бурксера, який співпрацював з Марією Кюрі. Він організатор (1910) першої в Росії радіологічної лабораторії. За ініціативи Є.С. Бурксера в 1921 р. на базі лабораторії створено Хіміко-радіологічний інститут (м. Одеса). У Київському університеті вчений працював у 1938–1940 рр. і в 1944–1959 рр. Викладав дисципліни: "Радіометоди геофізичної розвідки", "Радіометрія", "Будова речовини", "Учення про радіоактивність". У подальшому викладання відповідних курсів в університеті забезпечував учень Є.С. Бурксера – проф. М.І. Толстой.

Значний внесок у дослідження радіоактивності зробили радянські вчені (Л.М. Богоявленський, А.П. Кириков, А.Г. Грамаков, Г.В. Горшков та ін.).

Ядерно-геофізичні методи бурхливо розвивалися в 30–40-х рр. ХХ ст. у зв'язку зі зростанням потреб в урані (у першу чергу з метою забезпечення військових потреб). Сьогодні розроблено різноманітні методи, включаючи γ -спектрометрію та аерогамама-спектрометричну зйомку.

У 30-х рр. ХХ ст. був запропонований метод вимірювання γ -активності у свердловинах (Г.В. Горшков, Л.М. Курбатов, В.А. Шпак, 1933). Починаючи з кінця 30-х рр., розробляються методи ядерної геофізики, які ґрунтуються на опромінюванні гірських порід ядерними випромінюваннями штучних джерел і реєстрації продуктів ядерних реакцій (вторинні γ -кванти, нейтрони) або ж розсіяне γ -випромінювання. Слід відмітити самовіддану діяльність блискової плеяди її засновників: Б.М. Понтекорво, Б.Б. Лапука, Н.К. Бай-

бакова, І.В. Курчатова, Г.Н. Флерова, Л.С. Полака, Б.Г. Єрозолимського, Г.Р. Гольбека, Д.Ф. Безпалова, В.М. Дахнова, Ф.А. Алексеева, Ю.С. Шимелевича, Ю.А. Гуліна, В.В. Ларіонова, Є.Б. Бланкова, О.А. Барсукова, А.В. Золотова, В.П. Іванкіна, С.А. Султанова, Л.А. Путкарадзе, І.Л. Дворкіна та ін.

Ці вчені сформували не тільки нову дисципліну в науках про Землю, але й нові покоління молодих дослідників. Саме вони визначили методологічний арсенал, рівень і обсяг теоретичного багажу наукових шкіл, їхню відкритість новим загальнонауковим ідеям, ступінь і форми зв'язку із суспільством, здатність швидко відгукуватися на нові запити і проблеми геологічної галузі, освоювати досягнення інших наук і технічного прогресу.

Нейтрон-нейтронний метод розроблено в США 1938 р., нейтронний γ -метод дослідження свердловин запропонував і реалізував Б.М. Понтекорво в 1941 р. Приблизно тоді ж розроблено нейтронний активаційний аналіз (Г. Хевеші, Х. Леві). Ідея використання ядерного фотоефекту для визначення вмісту берилію належить Г.В. Горшкову (1936). У подальшому основи γ -нейтронного методу розробляли Б.С. Айдаркін, Г.В. Горшков, А.Г. Грамаков (1946), а практично застосували його Паннел і Фрейнбергер у 1949 р. Авторство методу розсіяного γ -випромінювання належить Ф. Холленбаху (1947 р.), рентгенорадіометричного методу – Л. Рейфелу і Р. Хемфриду, методу ядерно-резонансного поглинання і розсіяння γ -квантів – В.Н. Гольданському, А.В. Доленку та ін. Імпульсні нейтронні методи розробив Г.Н. Флеров у 1956 р.

Практична реалізація і подальше вдосконалення цих методів проводились в 50–60-х рр. ХХ ст. під час дослідження розрізів нафтогазових свердловин і розвідки твердих корисних копалин.

У 70–80-х р. ХХ ст. було розроблено методи визначення густини гірських порід і вмісту в них багатьох хімічних елементів. Ці методи реалізовано на зразках порід, на відслоненнях, у свердловинах та інших гірських виробках.

Значний внесок у розвиток теорії й методики ядерно-геофізичних досліджень нейтронних методів зробили українські вчені С.Т. Звольський, Г.А. Козачок, В.В. Кулик та інші, ядерної геохронології – Н.П. Семененко, М.П. Щербак, О.М. Пономаренко та інші, радіоекології – Е.В. Собонович та ін.

У наш час відбувається модернізація і вдосконалення раніше розроблених радіометричних і ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин, перехід на цифрову апаратуру, запровадження цифрових методів обробки та інтерпретації даних, створення банків даних. Відзначимо особливості сучасного періоду розвитку радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин:

- ключовими компонентами розвитку радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин стали досягнення в теорії перенесення випромінювання, у розробці інтерпретаційних моделей, у створенні керованих радіофізичних джерел іонізаційних випромінювань і високоефективних детекторів, а також досягнення в електроніці та обчислювальній техніці;

- радіоактивні методи геофізичних досліджень свердловин інтегрувалися в комплекс інших геолого-геофізичних методів вивчення складу і властивостей природних середовищ;

- розроблено нові принципи метрологічного забезпечення та петрофізичного обґрунтування окремих радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин;

- розвиток мікропроцесорів, велика ємність сучасних носіїв інформації дозволяють обробку величезних цифрових масивів геолого-геофізичної інформації в режимі реального часу;

- динамічна візуалізація результатів комплексної інтерпретації геофізичних даних у просторі й часі.

Фундаментальні відкриття і технічні досягнення ядерної фізики вперше почали працювати як мирні виробничі технології насамперед у процесі пошуків, розвідки й розробки мінерально-сировинних і енергетичних ресурсів.

На сучасному етапі під *радіоактивними методами геофізичних досліджень свердловин* розуміють сукупність технологій вирішення геологічних, інженерно-геологічних і геоекологічних завдань, пошуків і розвідки корисних копалин, оснований на реєстрації радіоактивного випромінювання. Залежно від природи випромінювання, що реєструється, *радіоактивні методи геофізичних досліджень свердловин* умовно поділяють на *радіометричні* (пасивні методи), які основані на вимірюванні випромінювань природних радіоактивних елементів, та *ядерно-геофізичні* (активні методи), які вивчають реакцію гірських порід на дію ядерного випромінювання, штучно створеного радіоактивними джерелами.

Серед *радіометричних методів дослідження свердловин* виділяють такі основні різновиди:

- *γ-метод (γ-каротаж)*, в основі якого лежить реєстрація γ -випромінювання;

- *еманаційний метод (еманаційний каротаж)*, оснований на реєстрації концентрації радіоактивних газів, які ще називаються радіоактивними еманаціями. Це радон (Rn), торон (Tn) та актинон (An). Концентрація радіоактивних еманацій вимірюється в ґрунтовому повітрі, у свердловинах, шахтах, штольнях.

Активні ядерно-геофізичні методи дослідження свердловин.

Особливістю активних ядерно-геофізичних методів аналізу є використання різноманітних штучних джерел радіоактивних випромінювань.

Активні ядерно-геофізичні методи поділяються на дві основні групи:

- групу γ -методів, оснований на використанні джерел γ -випромінювання;

- групу нейтронних методів, в яких вивчають поля нейтронів або зв'язане з нейтронним полем γ -випромінювання. У цій групі використовуються джерела нейтронів.

Класифікація методів досліджень і назва конкретних методів зазвичай будуються з урахуванням комбінації назв первинного іонізуючого випромінювання та вторинного, що розсіюється (випромінюється) гірською породою й аналізується детектором. Наприклад, нейтрон-нейтронний метод означає, що для опромінювання гірської породи використовується джерело нейтронів, які взаємодіють з породою, і фіксується ослаблене вторинне нейтронне випромінювання.

Гамма-методи об'єднують групу ядерно-геофізичних методів дослідження свердловин, оснований на взаємодії γ -квантів з хімічними елементами і реєстрації ослабленого γ -поля, вторинних γ -квантів або продуктів ядерних реакцій, які виникають під час перетворення ядер хімічних елементів. Основні методи цієї групи:

- 1) *гамма-гамма-метод (гамма-гамма-каротаж – ГГК)*, за допомогою якого досліджуються розсіяне γ -випромінювання джерела. Метод використовується для визначення густини (ГГК-Г) та ефективного атомного номера хімічного елемента, а також його вмісту в породах і рудах (селективний метод – ГГК-С);

2) рентгенорадіометричний метод (рентгенорадіометричний каротаж – РРК), який забезпечує аналіз речовинного складу гірських порід і полягає у вивченні спектра характеристичного рентгенівського випромінювання окремих хімічних елементів, що збуджується γ -випромінюванням (або рентгенівським) штучного джерела;

3) гамма-активаційний метод (гамма-активаційний каротаж – ГАК) оснований на вивченні наведеної радіоактивності гірських порід, що виникає під впливом їхнього опромінення γ -квантами високих енергій.

До *нейтронних методів* належать ті, в яких використовують або джерела нейтронів (первинне нейтронне поле), або реєструють нейтрони, які виникають під час ядерних реакцій (вторинне нейтронне поле). Основні нейтронні методи:

1) нейтрон-нейтронний метод (нейтрон-нейтронний каротаж – ННК), оснований на реєстрації повільних нейтронів (теплових і надтеплових) від точкового джерела нейтронів;

2) нейтронний γ -метод (нейтронний γ -каротаж – НГК), який вивчає вторинне γ -поле, що виникає в результаті радіаційного захоплення теплових нейтронів;

3) нейтронно-активаційний метод (нейтронно-активаційний каротаж – НАК), за допомогою якого вивчається штучна радіоактивність, що виникає під час опромінювання стабільних ядер нейтронами різних енергій;

4) γ -нейтронний метод (γ -нейтронний каротаж – ГНК), який вивчає нейтронне випромінювання деяких ядер у зв'язку з поглинання первинного γ -випромінювання. Завдяки високому енергетичному порозу ядерних реакцій цей метод характеризується високою селективністю відносно деяких ізотопів; частіше його використовують для визначення вмісту берилію і дейтерію в гірських породах;

5) імпульсні нейтронні методи аналізу. Сутність їх полягає в опромінюванні гірської породи короткочасними імпульсами швидких нейтронів, які поширюються один за одним через певні інтервали часу T . Між імпульсами виконується вимірювання щільності теплових нейтронів в імпульсному нейтрон-нейтронному каротажі (ІННК) або спричиненого нейтронами γ -випромінювання в імпульсному нейтронному γ -каротажі (ІНГК).

За допомогою радіометричних та ядерно-геофізичних методів каротажу вирішуються такі завдання:

1) пошуки і розвідка родовищ радіоактивної сировини та інших корисних копалин ;

2) радіометричне і радіогеохімічне картування геологічних утворень;

3) розчленування, зіставлення і кореляція геологічних розрізів та об'єктів за їхньою радіоактивністю, розподілом радіоактивних та інших хімічних елементів;

4) вивчення характеру розподілу радіоактивних та інших елементів у геологічних об'єктах;

5) вивчення низки фізико-механічних властивостей гірських порід і мінералів (густини, пористості, вологості тощо);

6) пошуки і картування гідротермально- або метаморфічно-змінених ділянок, зон тектонічних порушень, контактів порід, зон дроблення;

7) пошуки ореолів і потоків розсіяння радіоактивних і зв'язаних з ними рідкісних і розсіяних елементів у гірських породах і природних водах (застосовність методів рудного радіоактивного каротажу див. у додатках А–В);

8) вивчення ємнісних властивостей колекторів нафти та газу, визначення їхньої нафто- та водонасиченості, положення водо-нафтових контактів;

9) вирішення технологічних завдань, контроль якості руд і матеріалів, контроль процесу збагачення руд;

10) вирішення різноманітних (часто нестандартних) завдань з використанням радіоактивних ізотопів (природних і штучних) у геології та інших галузях науки і техніки;

11) вирішення інженерно-геологічних і геоекологічних завдань.

Завдяки вдосконаленню сучасної радіометричної апаратури, техніки й методики каротажних досліджень, поглибленню знань про геохімічні особливості розподілу радіоактивних та інших хімічних елементів у природному середовищі, фізики процесів взаємодії випромінювання з речовиною, сфера застосування радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин і коло вирішуваних завдань безперервно розширюються.

ЧАСТИНА 1

ФІЗИКО-ГЕОЛОГІЧНІ ОСНОВИ МЕТОДІВ ЯДЕРНОЇ ГЕОФІЗИКИ

РОЗДІЛ 1

Загальні відомості про природну і штучну радіоактивність

За сучасними уявленнями атом хімічного елемента складається з ядра та електронів, які рухаються навколо ядра на певних енергетичних рівнях. Ядра хімічних елементів складаються з нуклонів: позитивно заряджених протонів p (ядро атома водню, ${}^1_1\text{H}$), кількість яких відповідає атомному номеру Z , і нейтральних нейтронів n , кількість яких дорівнює $A-Z$, де A – масове число елемента. В ядрі можливі переходи типу $n \rightarrow p$ і $p \rightarrow n$. Протон і нейтрон розглядаються як різні стани однієї елементарної частинки. Нуклони взаємодіють між собою за допомогою π -мезонів (мезо – "проміжний"). Маса мезона – $250 \div 300$ мас електрона. Постійний обмін енергією між мезонами зумовлює ядерні сили зчеплення нуклонів, які діють на відстанях $1 \div 2 \cdot 10^{-13}$ см, час взаємодії – $0,5 \cdot 10^{-23}$ с (т. зв. ядерний час). Радіус ядра визначається за емпіричною формулою: $R = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$. Радіус атома в 100 тисяч разів більший від радіуса R ядра і становить наближено 10^{-8} см, концентрація нуклонів у ядрі – наближено 10^{38} н/см³.

1.1. Природна і штучна радіоактивність

Фізична суть явища радіоактивності така. Ядра деяких нестійких ізотопів можуть спонтанно перетворюватися на ядра інших елементів з виділенням енергії. Цей процес називають

радіоактивністю. Тобто *радіоактивність* – це природне явище, яке виявляється у спонтанному процесі розпаду ядер певних хімічних елементів і супроводжується випромінюванням заряджених частинок, нейтронів і γ -квантів. До ядерного випромінювання належать α - і β -частинки (за певних умов нейтрони), а також нейтрини і γ -випромінювання.

Природна радіоактивність уперше виявлена в процесі досліджень сполук урану в 1896 р. французьким фізиком А. Беккерелем і потім досліджена П'єром і Марією Кюрі. Більшість природних радіоактивних елементів входить до радіоактивних сімейств, де кожний радіоактивний елемент утворюється з попереднього і, у свою чергу, перетворюється в наступний. Процес радіоактивних перетворень триває до утворення стабільного ізотопу свинцю. Для деяких природних елементів (^{40}K , ^{48}Ca , ^{87}Rb , ^{115}In та ін.) розпад обмежується одним кроком перетворень, і ці елементи не створюють радіоактивних сімейств.

Штучну радіоактивність відкрили в 1934 р. французькі вчені Ірен і Фредерік Жоліо-Кюрі. Вони встановили, що в разі опромінювання алюмінію, бору і марганцю α -частинками утворюються радіоактивні ізотопи, відповідно: фосфору, азоту і кремнію – елементів, що не мають природних радіоактивних ізотопів. У подальшому в процесі опромінювання стабільних елементів протонами, нейтронами, дейтронами, α -частинками та ядрами легких елементів були одержані радіоактивні ізотопи всіх хімічних елементів, починаючи від водню і закінчуючи ураном, причому для більшості елементів отримано декілька радіоактивних ізотопів.

Зафіксовано такі основні види розпаду природних радіоактивних елементів:

1. **Альфа-розпад**, або випромінювання α -частинки, – вид спонтанного радіоактивного перетворення важких атомних ядер ($Z > 82$), який супроводжується викиданням α -частинки (ядро атома гелію, ^4_2He) з ядра. Ці частинки являють собою стійку систему з двох протонів і двох нейтронів (позитивно заряджене ядро атома гелію з атомним номером $Z = 2$ і масовим числом $A = 4$, маса – $6,644 \cdot 10^{-24}$ г).

Альфа-розпад властивий близько 25 ядрам важких природних хімічних елементів ($Z > 82$) і близько 100 штучним ядрам з дефіцитом

нейтронів. Альфа-розпад ядра X з перетворенням у дочірнє ядро Y в символічній формі записується рівнянням



де A і Z – масове і зарядове числа початкового ядра.

Тобто ядро, утворене в результаті α -розпаду, має масове число на чотири одиниці, а порядковий номер на дві одиниці менше, ніж у вихідного ядра, наприклад: ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$.

Альфа-розпад – це перехід між енергетичним рівнем ядра X і одним із дискретних рівнів ядра Y . Альфа-частинки мають дискретний спектр енергії. Енергія α -частинок під час α -розпаду різних ядер становить від 2 до 9 МеВ (320,4 фДж – 1448,1 фДж). Радіоактивні ядра з меншим часом життя викидають α -частинки з більшою енергією. Вихід α -частинок з ядра у результаті α -розпаду відбувається шляхом так званого тунельного переходу, при цьому висота потенціального бар'єра ядерних сил (E_0) перевищує кінетичну енергію α -частинки (E_K). Це квантово-механічне явище. Імовірність просочування α -частинки через потенціальний бар'єр визначають за допомогою вирішення рівняння Шредінгера, де розраховуються хвильові функції (Ψ -функції), і характеризується коефіцієнтом прозорості потенціального бар'єра D

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(E_0-E_K)}d}, \quad (1.2)$$

де \hbar – постійна Планка; m – маса α -частинки; d – ширина потенціального бар'єра.

2. **Бета-розпад** належить до взаємоперетворень ізобарів – радіонуклідів, що мають однакову масу, але різний заряд. Бета-розпад відбувається з випромінюванням від'ємних (електронний $-$ β -розпад) або позитивних (позитронний $+$ β -розпад) β -частинок, які представлені відповідно: електроном (позначається $-\beta$ або $-e$) або позитроном ($+\beta$ або $+e$). Це заряджені частинки з приблизно однаковою масою ($m_e = 0,9035 \cdot 10^{-27}$ г), що становить усього 1/1835 частину маси протона.

Нині відомо близько 900 β -радіоактивних ядер атомів та їхніх ізотопів. Тільки 20 із них є природними радіоактивними ядрами, а решта – штучні. За цією ознакою β -розпад поділяють на природну і штучну β -радіоактивність. Найбільш поширеним видом

β -розпаду серед природної й частково штучної β -радіоактивності є електронний β -розпад.

Електронний β -розпад – це результат перетворення одного з нейтронів ядра на протон (вільний нейтрон сам по собі радіоактивний), водночас з ядра випускається електрон: ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}\beta + \tilde{\nu})$, $\tilde{\nu}$ – антинейтрино.

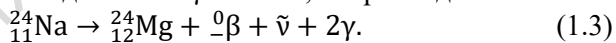
У результаті цього масове число продукту розпаду таке ж, як і в початкового ядра, а порядковий номер збільшується на одну одиницю: ${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}\beta$.

Нестійкими щодо електронного β -розпаду є ізотопи, переобтяжені нейтронами, тобто виконується відношення $\frac{A-Z}{Z} > 1$.

Позитронний $+\beta$ -розпад відбувається шляхом випромінювання з ядра позитрона та нейтрино. Він супроводжується перетворенням одного із протонів у нейтрон: ${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_{+1}\beta + \nu)$. У цьому разі масове число продукту розпаду таке ж, як і в початкового ядра, а порядковий номер зменшується на одну одиницю: ${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_{+1}\beta$, наприклад: ${}^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + {}^0_{+1}\beta + \nu$.

Нестійкими щодо позитронного розпаду є ядра, переобтяжені протонами $\left(\frac{A-Z}{Z} \leq 1 \right)$.

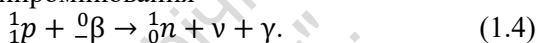
У наведених реакціях відмічається одна важлива особливість β -розпаду: він завжди супроводжується випусканням нейтральної частинки з практично нульовою масою – нейтрино ν , у разі позитронного $+\beta$ -розпаду й антинейтрино $\tilde{\nu}$ електронного β -розпаду. Досить часто основні (обов'язкові) продукти розпаду, α - і β -частинки, а також нейтрино (антинейтрино) несуть не всю енергію реакції розпаду. Надлишок енергії випромінюється у вигляді одного або декількох γ -квантів, наприклад:



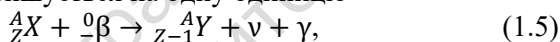
Гамма-випромінювання – неодмінний супутник β -розпаду. У зв'язку з тим, що енергія між електроном (позитроном) та антинейтрино (нейтрино) може розподілятися довільно, енергетичний спектр β -випромінювання має суцільний характер – енергія змінюється від нуля до верхньої енергетичної межі β -спектра. За такої умови спектр супутнього γ -випромінювання є дискретним. Бета-

розпад зумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а третім із чотирьох типів фундаментальних взаємодій у природі – слабкими взаємодіями. Отже, β -розпад – процес не внутрішньоядерний, а внутрішньонуклонний.

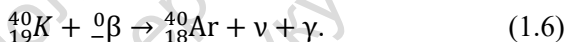
3. **Електронне захоплення**, або захоплення ядром електрона однієї з оболонок атома, – вид радіоактивного перетворення, пов'язаний із захопленням електронів з найближчих до ядра електронних K - або L -оболонок самим ядром цього ж атома, а тому цей вид радіоактивного перетворення називають також K - або L -захопленням. Цей тип розпаду характерний для ізотопів, що мають надлишок протонів. Він конкурує з позитронним розпадом. За такої умови один із протонів ядра перетворюється в нейтрон з виходом нейтрино та γ -випромінювання



У результаті цього процесу атомний номер (як і за позитронного β -розпаду) зменшується на одну одиницю

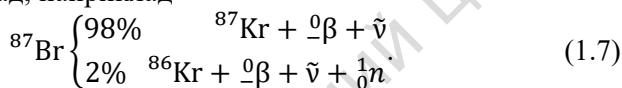


а енергія реакції виноситься нейтрино та γ -випромінюванням, наприклад



Місце захопленого електрона, що звільняється в електронній оболонці (K -оболонці, $n = 1$, K -захоплення; L -оболонці $n = 2$, L -захоплення), заповнюється електроном з іншої оболонки, у результаті утворюється характеристичне рентгенівське випромінювання з енергією (частотою), відповідною електронним переходам. У цьому разі воно може вибивати електрони з інших оболонок (ефект Оже – внутрішній фотоефект). Крім того, випускається γ -випромінювання з безперервним спектром за рахунок проходження електрона в кулонівському полі ядра (внутрішнє гальмівне випромінювання). Електронне захоплення є прикладом взаємодії між ядром і електронною оболонкою. Із зростанням енергії зв'язку K -електрона (до 0,1 МеВ у важких атомів) вірогідність L -захоплення зростає. Наприклад, у ${}^{37}Ar$ L -захоплення (було спостережено вперше) відбувається у 12 разів рідше, ніж K -захоплення, а у ${}^{235}Np$ L -захоплення вже переважає над K -захопленням.

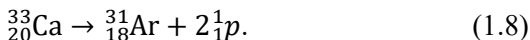
4. **Спонтанний поділ важких ядер** природних радіоактивних елементів (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th) на два ядра-"уламки" з неоднаковою масою. В разі спонтанного поділу, крім ядер-"уламків", випромінюються два або три нейтрони, а інколи також інші частинки. Утворені ядра також нестабільні й розпадаються шляхом випромінювання декількох нейтронів і β -частинок. В ядерній геофізиці становить інтерес випромінювання деякими продуктами поділу так званих нейтронів запізнення, які супроводжують β -розпад, наприклад



Рестрацію таких нейтронів використовують для визначення вмісту урану в гірських породах і рудах.

5. **Ізотермічні переходи.** До радіоактивного розпаду відносять також перехід деяких ядер (вони називаються ізомерами) із метастабільного (відносно стабільного, збудженого) стану до основного з випромінюванням одного або декількох γ -квантів. Водночас ядерного перетворення (зміни маси або заряду) як такого не відбувається. Однак закон зменшення кількості активних (метастабільних) ядер збігається із законом радіоактивного розпаду, що й виправдовує віднесення цього процесу, який називається *ізотермічним переходом* (ІП), до особливого виду радіоактивності. Ізомери зазвичай отримують шляхом збудження ядер у процесі бомбардування їх ядерними частинками або інколи як проміжний продукт під час розпаду деяких ядер і позначаються буквою *m* при атомній масі, наприклад ${}^{119\text{m}}\text{Sn}$.

6. **Розпад з випромінюванням одного або двох протонів**, за якого маса і заряд зменшуються на одну або дві одиниці, спостерігається тільки в частини штучних радіоактивних ізотопів з надзвичайно великим дефіцитом нейтронів (відповідно з надлишком протонів), наприклад

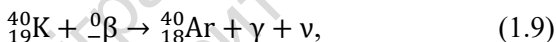


Цей вид радіоактивного розпаду відкритий відносно недавно і його практичне застосування в ядерній геофізиці ще до кінця не визначено.

7. Установлено можливість випромінювання штучними надважкими елементами ядер вуглецю і магнію, проте імовірність таких випромінювань порівняно з α -розпадом мізерна.

Зазвичай радіоактивний елемент розпадається одним із перелічених вище способів. Однак значна кількість радіоактивних елементів може розпадатися різними шляхами. Так, ^{226}Ra в 99 % випадків перетворюється в ^{222}Rn , випромінюючи α -частинку з енергією 4,9 МеВ. Але спостерігається перехід радію (1 % випадків) у радон з випусканням α -частинки з енергією 4,7 МеВ і γ -кванта з енергією 0,2 МеВ.

Деякі радіоактивні елементи розпадаються, утворюючи два або більше нових елементів. Так, у 12 % атомів ^{40}K відбувається К-захоплення і перетворення їх в атоми аргону ^{40}Ar з наступним випромінюванням γ -квантів з енергією 1,46 МеВ. Решта 88 % атомів ^{40}K перетворюються в атоми кальцію ^{40}Ca з випромінюванням β -частинки



Розпад штучних радіоактивних елементів, як правило, супроводжується випромінюванням електронів (або позитронів) і γ -променів.

1.2. Основні закони радіоактивних перетворень

Теорія радіоактивного розпаду основана на тому, що розпад кожного окремого атома розглядається як явище випадкове, що не залежить від зовнішніх умов. Перетворення радіоактивних елементів відбувається за певними фізичними законами. Основними з них вважаються закони радіоактивного розпаду; радіоактивного накопичення; радіоактивної рівноваги; правило зміщення або зсуву.

Закон радіоактивного розпаду. Згідно з теорією радіоактивного розпаду, запропонованою Резерфордом і Содді, кількість ядер радіоактивного елемента dN , що розпалися за досить малий

проміжок часу dt , пропорційна наявній кількості ядер N , які ще не розпалися на момент часу t . У диференціальній формі закон радіоактивного розпаду записується так:

$$dN = -\lambda \cdot N dt, \quad (1.11)$$

де знак мінус указує на те, що із часом кількість атомів радіоактивної речовини зменшується; λ – коефіцієнт пропорційності, що характеризує імовірність розпаду ядра за одиницю часу, і показує, яка частина загальної кількості атомів розпалася за одиницю часу.

Коефіцієнт λ називається *сталюю* (або *постійною*) *розпаду* даного радіоактивного ізотопу. Стала розпаду λ є незалежною від часу. Ядра атомів радіоактивних елементів "не старіють" у процесі свого існування. Для них існує поняття середнього віку.

Інтегруючи рівняння (1.11) і позначивши кількість атомів радіоактивної речовини в початковий момент часу ($t = 0$) через N_0 , тобто $N_{(t=0)} = N_0$, отримаємо вираз закону радіоактивного розпаду в інтегральній формі

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (1.12)$$

Із формули (1.12) випливає, що радіоактивний розпад відбувається за експоненціальним законом (рис. 1.1, а (крива 1)).

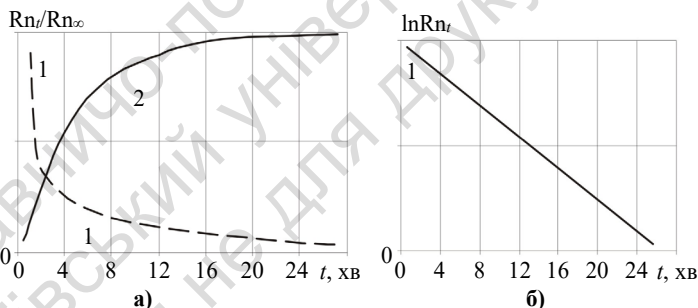


Рис. 1.1. Характеристика процесів розпаду і накопичення радону:

а – розпад (1) і накопичення (2) радону; Rn_t – концентрація радону в момент часу t ; Rn_∞ – рівноважна концентрація радону;

б – розпад радону (напівлогарифмічний масштаб)

У результаті логарифмування виразу (1.12) отримуємо співвідношення

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda \cdot t. \quad (1.13)$$

У напівлогарифмічній системі координат процес радіоактивного розпаду зображується у вигляді прямої лінії, кутовий коефіцієнт (тангенс кута нахилу) якої визначає сталу розпаду (рис. 1.1, б).

Із рівняння (1.11) випливає також, що добуток $\lambda \cdot N$ характеризує швидкість радіоактивного розпаду, яка називається радіоактивністю або просто активністю (позначається A)

$$A = \lambda \cdot N = -\frac{dN}{dt}. \quad (1.14)$$

Знаючи сталу розпаду λ , можна визначити середню тривалість життя \bar{t} радіоактивного ядра. Згідно з виразом (1.11) сумарна тривалість життя атомів, що розпались у проміжок часу між t і $t + dt$, дорівнює $t \cdot \lambda \cdot N dt$, тоді

$$\bar{t} = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \cdot \lambda \cdot N dt = \lambda \int_0^{\infty} t \cdot e^{-\lambda t} = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.15)$$

Зазвичай тривалість життя радіоактивних елементів прийнято характеризувати не значенням \bar{t} , а періодом піврозпаду T – часом, протягом якого розпадається половина всіх атомів даного радіоактивного елемента.

Підставимо в рівняння (1.12) $N = N_0/2$, при $t = T$, отримаємо

$$T = \ln \frac{2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\bar{t}}; \lambda \cdot \bar{t} = 1; \lambda = \ln \frac{2}{T}. \quad (1.16)$$

Стала розпаду λ і період піврозпаду T є характерними величинами кожного радіоактивного елемента і мають для нього строго визначені значення. Водночас для різних радіоактивних елементів ці параметри змінюються в широких межах.

Для наближених розрахунків беруть, що за час $t = 10 \cdot T$ радіоактивний елемент розпадається на 99,9 %.

Закон радіоактивного накопичення. Якщо розглядати розпад не окремо взятого радіоактивного елемента, а також і радіоактивного продукту його розпаду (дочірнього елемента), можна визначити закон зміни вмісту останнього від часу. Припустимо, що в початковий момент часу $t = 0$ було N_{01} атомів вихідного елемента, а на момент часу t залишилось N_1 атомів вихідного і накопичилось N_2 атомів дочірнього елемента.

Швидкість накопичення дочірнього елемента dN_2/dt , очевидно, буде визначатися різницею швидкостей розпаду вихідного і дочірнього елементів

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2, \quad (1.17)$$

де λ_1 і λ_2 – сталі розпаду вихідного і дочірнього елементів відповідно.

Підставивши у вираз (1.17) значення $N_1 = N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 t}$, отримаємо лінійне неоднорідне диференціальне рівняння першого порядку

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_1 \cdot N_{01} e^{-\lambda_2 t}. \quad (1.18)$$

Загальне рішення рівняння (1.18) має такий вигляд:

$$N_2 = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + N_{01} [C_1 \cdot e^{-\lambda_1 t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 t}],$$

але оскільки в початковий момент $N_{02} = 0$, то

$$N_2 = N_{01} [C_1 \cdot e^{-\lambda_1 t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 t}]. \quad (1.19)$$

Застосувавши диференціювання для рівняння (1.19) за змінною t і підставивши у формулу (1.18) значення dN_2/dt і N_2 , знаходимо значення постійної інтегрування $C_1 = \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$. Тоді

$$N_2 = N_{01} \left[\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \cdot e^{-\lambda_1 t} + C_2 \cdot e^{-\lambda_2 t} \right]. \quad (1.20)$$

Із виразу (1.20), користуючись початковою умовою $N_{02} = 0$ при $t = 0$, знаходимо, що $C_2 = \frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$.

Остаточно зміна кількості атомів радіоактивного продукту розпаду вихідного елемента з часом визначається виразом

$$N_2 = \frac{N_{01} \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (1.21)$$

Практичний інтерес становлять деякі часткові випадки визначення кількості атомів (активності) материнської й дочірньої радіоактивної речовини за різних співвідношень сталих їхнього розпаду.

1. Материнська радіоактивна речовина має дуже великий період піврозпаду T порівняно з дочірньою, і зміною кількості її атомів із часом можна знехтувати ($\lambda_1 \ll \lambda_2$). Дочірня речовина в початковий момент часу відсутня.

Підставимо ці дані в рівняння (1.21)

$$N_2 = \frac{N_{01} \lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}). \quad (1.22)$$

За умови $t \rightarrow \infty$, кількість атомів дочірньої речовини становить

$$N_{\infty 2} = \frac{N_{01} \lambda_1}{\lambda_2} \text{ або } \frac{N_{\infty 2}}{N_{01}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (1.23)$$

де $N_{\infty 2}$ – максимальна кількість атомів дочірньої речовини.

2. Материнська радіоактивна речовина короткоіснуюча порівняно з дочірньою ($\lambda_1 \gg \lambda_2$). Дочірня речовина в початковий момент відсутня.

Підставимо ці дані в рівняння (1.21)

$$N_2 = -\frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \quad (1.24)$$

де $e^{-\lambda_1 t}$ — дуже мала величина порівняно з $e^{-\lambda_2 t}$, тому $N_2 = N_{01} e^{-\lambda_2 t}$.

Тобто атоми материнської речовини швидко розпадаються, і активність зменшується з періодом піврозпаду, характерним для дочірнього радіоелемента.

3. Для трьох радіоактивних елементів, що послідовно розпадаються, справедливе диференціальне рівняння

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 \cdot N_2 - \lambda_3 \cdot N_3, \quad (1.25)$$

розв'язання якого при $t = 0$, $N_2 = 0$ має вигляд

$$N_3 = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot N_{01} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1) + (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_2) + (\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3) + (\lambda_2 - \lambda_3)} \right]. \quad (1.26)$$

4. Для випадку n радіоелементів, що послідовно розпадаються, кількість атомів n -речовини за наявності в початковий момент часу тільки материнської речовини виражається формулою

$$N_n = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} \cdot N_{01} \cdot \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_n - \lambda_1) + (\lambda_{n-1} - \lambda_1) \dots (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1 - \lambda_n) + (\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right]. \quad (1.27)$$

Закон радіоактивної рівноваги. Якщо вихідний елемент розпадається повільніше, ніж продукт його розпаду ($\lambda_1 < \lambda_2$), через достатньо великий проміжок часу порівняно з тривалістю життя дочірнього елемента ($t > 10T_2$) вираз (1.21) набуває вигляду

$$N_2 = \frac{N_{01} \cdot \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t},$$

або з урахуванням формули (1.22)

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (1.28)$$

Вираз (1.28) визначає стан, за якого співвідношення кількості вихідної речовини і продуктів її розпаду наближається до деякого постійного значення. Такий стан називають *рухомою радіоактивною рівновагою*.

Якщо вихідна речовина розпадається набагато повільніше, ніж продукт її розпаду ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), то формула (1.28) за умови $t > 10T_2$ має вигляд $N_2/N_1 = \lambda_1/\lambda_2 = T_2/T_1$ або

$$\frac{\lambda_2 N_2}{(\lambda_1 N_1)} = 1; \dots A_2 = A_1. \quad (1.29)$$

Останній вираз характеризує такий стан, коли кількості атомів, що розпадаються, дорівнює кількості вторинних атомів продуктів його розпаду. Зменшення кількості дочірньої речовини внаслідок розпаду повністю компенсується її утворенням з вихідної. Цей стан називається *стійкою радіоактивною рівновагою*.

Класичним прикладом стійкої радіоактивної рівноваги є рівновага між ураном ($T = 4,49 \cdot 10^9$ років) і радієм ($T \approx 1620$ років), яка настає протягом значного проміжку часу (≥ 16200 років) і спостерігається тільки в гірських породах і мінералах, що добре збереглися і в які не було принесення (виносу) урану або радію. За стійкої радіоактивної рівноваги 1 г урану відповідає $3,4 \cdot 10^{-7}$ г радію. Наявність стійкої радіоактивної рівноваги в радіоактивних сімействах має велике значення, оскільки дозволяє за визначеннями вмісту одного ізотопу встановити вміст інших ізотопів ряду.

Беручи це до уваги, є можливість визначення стану радіоактивної рівноваги між ураном і радієм у будь-якій геологічній обстановці, що важливо в разі вибору методів виконання радіометричних робіт та інтерпретації радіометричних даних. Для цього незалежними засобами оцінюється вміст цих елементів і встановлюється величина *коефіцієнта рівноваги*

$$\alpha = \frac{C_{\text{Ra}}}{C_{\text{U}} \cdot 3,4 \cdot 10^7}, \quad (1.30)$$

де C_{Ra} – вміст радію; C_{U} – вміст урану.

При $\alpha > 1$ рівновага буде зміщена в бік надлишку Ra, при $\alpha < 1$ – у бік надлишку U.

Правило зміщення або зсуву. Розпад радіоактивних елементів супроводжується випромінюванням заряджених частинок. Водночас утворюються нові хімічні елементи згідно з *правилом зміщення (зсуву)* Ф. Содді й К. Фаянса. Відповідно до цього правила мають місце два типи перетворень природних радіоактивних елементів:

- якщо хімічний елемент з атомним номером Z і атомною вагою A розпадається з випромінюванням α -частинки, то утворюється новий хімічний елемент з атомним номером $Z-2$ і атомною вагою $A-4$;

- якщо розпад елемента відбувається з випромінюванням β -частинки, то утворюється новий хімічний елемент без зміни атомної ваги: з атомним номером $Z + 1$ – у разі випромінювання електрона і з атомним номером $Z - 1$ – якщо випромінюється позитрон.

Ці нові хімічні елементи є ізотопами відповідних (згідно з новими атомними номерами) хімічних елементів таблиці Менделєєва.

Процеси радіоактивного розпаду не залежать від зовнішніх умов (температури, тиску, фазового складу речовини) і мають статистичний характер. Тобто кількість атомів радіоактивного елемента, що розпадається за одиницю часу, не є постійним, а коливається близько деякого середнього значення. Розподіл імовірностей $p(n)$ того, що за певний проміжок часу буде зареєстровано n розпадів (за середнього їхнього значення за велику кількість спостережень \bar{n}), описується формулою Пуассона

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (1.31)$$

яка за великих кількостей спостережень ($n > 20$) переходить у формулу Гауса

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{\left[-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}\right]}. \quad (1.32)$$

Мірою флуктуації величини n є дисперсія $D_n = \bar{n}$, середнє квадратичне відхилення $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$, або його відносна величина $\varepsilon = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}}$.

З останніх формул випливає, що висока статистична точність вимірювань радіоактивності забезпечується лише у випадку, коли кількість розпадів за одиницю часу достатньо велика або в ході проведення вимірювань протягом значного відрізка часу.

1.3. Одиниці вимірювання радіоактивності та інтенсивності полів радіоактивних випромінювань

Для порівняльної оцінки радіоактивності гірських порід застосовуються два види одиниць: *одиниці активності*, що визначають вміст радіоактивних елементів у гірських породах, і *одиниці дози*, що визначають ступінь дії радіоактивних випромінювань на речовину.

Абсолютна радіоактивність елементів у системі фізичних одиниць СІ оцінюється в бекерелях (Бк). Під 1 Бк розуміють радіоактивність будь-якого радіоактивного ізотопу, в якому за 1 с відбувається в середньому один розпад, $1 \text{ Бк} = 1 \text{ розп./с}$. Відповідно до закону радіоактивного розпаду кількість ядер радіоактивного ізотопу, що розпадається за 1 с, дорівнює λN . Тоді кількість ядер ізотопу, що відповідає 1 Бк, $N = 1/\lambda = T/0,693$, а маса m ізотопу (г), який випромінює цю радіоактивність, становить

$$m = \frac{N \cdot M}{A_0} = 2,395 \cdot 10^{-24} \cdot M \cdot T, \quad (1.33)$$

де M – відносна атомна маса ізотопу; T – період його піврозпаду; $A_0 = 6,023 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро.

Із формули (1.33) випливає, що маса радіоактивних елементів, яка має відповідати заданій активності, збільшується з ростом періоду піврозпаду. Так, активності $1 \cdot 10^6$ Бк відповідає маса радіоактивного ізотопу $^{210}\text{Po} - 10^{-9}$ г ($T = 138$ діб), $^{226}\text{Ra} - 10^{-6}$ г ($T = 1620$ років), $^{238}\text{U} - 80$ г ($T = 4,49 \cdot 10^9$).

Крім того, у практиці радіометричних досліджень ще досить часто використовують позасистемну одиницю активності Кюрі (Кі). Співвідношення між одиницями активності: $1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Питома активність – це активність одиниці маси. У системі СІ це бекерель на кілограм (Бк/кг) та його похідні. 1 Бк/кг дорівнює питомій активності, за якої на 1 кг радіонукліда припадає активність 1 Бк. Крім того, іноді використовують несистемні одиниці Кі/кг.

Об'ємна активність – це активність одиниці об'єму. У системі СІ це бекерель на метр кубічний (Бк/м³) та його похідні. 1 Бк/м³ дорівнює об'ємній активності, за якої на 1 м³ радіонукліда припадає активність 1 Бк. Часто використовують несистемні одиниці Кі/л. В одиницях об'ємної активності виражають концентрацію радону та інших газоподібних радіоелементів.

Поверхнева активність – це активність одиниці площі поверхні. У системі СІ це бекерель на метр квадратний (Бк/м²) та його похідні. 1 Бк/м² дорівнює поверхневій активності, за якої на 1 м² площі поверхні припадає активність 1 Бк.

Як уже зазначалося, радіоактивний розпад супроводжується γ -випромінюванням. У зв'язку із тим, що енергія і кількість γ -квантів за один розпад різна для різних радіоактивних ізотопів, виражена в бекерелях радіоактивність недостатня для характеристики γ -активності різних речовин. З метою характеристики останньої широко використовується величина радієвого γ -еквівалента E_γ і позасистемна одиниця міліграм-еквівалент радію (мг-екв Ra) – кількість ізотопу, γ -випромінювання якого має таку ж іонізаційну здатність (у повітрі), як і γ -випромінювання 1 мг ^{226}Ra (разом із продуктами його розпаду) після проходження через платиновий фільтр завтовшки 0,5 мм. Аналогічною величиною в системі СІ служить радієвий γ -еквівалент джерела, який дорівнює відношенню γ -випромінювання даного радіоактивного ізотопу (або препарату із суміші ізотопів) до γ -випромінювання ^{226}Ra активністю 1 Бк.

Характеристика полів іонізуючого випромінювання. Іонізуючим випромінюванням називається потік заряджених або нейтральних частинок (квантів), за взаємодії яких з речовиною утворюються електричні заряди різних знаків.

Характеристикою іонізуючого випромінювання є тип частинок, їхня енергія, напрямок поширення, інтенсивність та їхній енергетичний, просторовий і часовий розподіл.

Залежно від складу випромінювання розрізняють *однорідне* і *змішане* іонізуюче випромінювання. Випромінювання, яке складається із частинок одного виду, є однорідним, із двох або більше видів – змішаним.

Моноенергетичне іонізуюче випромінювання створюється частинками з однаковою енергією. Якщо енергія частинок різна, випромінювання є *немоноенергетичним*. Так, β -випромінювання і гальмівне рентгенівське випромінювання – приклади *немоноенергетичного* випромінювання. Прикладом *моноенергетичного* випромінювання може бути потік α -частинок певної енергії у разі розпаду радіонуклідів.

За характером поширення у просторі виділяють *спрямоване* і *неспрямоване* випромінювання. Якщо в точку простору, яка розглядається, випромінювання приходить тільки за одним напрямком, то таке випромінювання є *спрямованим*. Випромінювання,

що приходить у точку за декількома напрямками, називається неспрямованим. Вид неспрямованого випромінювання, яке не має переважного напрямку поширення, прийнято називати *ізотропним*. До спрямованого випромінювання належить, наприклад, випромінювання точкового джерела частинок із прискорювача, а до неспрямованого – розсіяне γ -випромінювання.

У разі проходження іонізуючого випромінювання через речовину прийнято виділяти дві його складові: первинне і вторинне випромінювання.

Первинним іонізуючим випромінюванням називається випромінювання, яке складається із частинок, отриманих на прискорювачі або з радіонуклідних джерел радіоактивного випромінювання.

Вторинним іонізуючим випромінюванням називаються види випромінювання, які утворюються за взаємодії первинного випромінювання з речовиною.

Для вторинного випромінювання характерні такі особливості:

- інтенсивність пропорційна інтенсивності первинного випромінювання;
- енергетичний і просторовий розподіл частинок вторинного випромінювання не залежить від аналогічних характеристик первинного випромінювання.

Прикладом вторинного випромінювання є гальмівне рентгєнівське випромінювання, яке утворюється в ході опромінювання мішені електронами, і пучки нейтронів, що виникають у разі опромінювання мішені протонами.

Поле ядерного випромінювання даного виду характеризується потоком частинок, їхньою щільністю та інтенсивністю випромінювання.

Потоком (флюенсом) N називається кількість частинок випромінювання, які переносяться через одиничну поверхню за деякий проміжок часу. Одиниця вимірювання – c^{-1} .

Відношення зміни потоку dN за проміжок часу dt до протяжності цього проміжку є *щільність потоку частинок Φ*

$$\Phi = \frac{dN}{dt}. \quad (1.34)$$

Щільність потоку частинок Φ для паралельного пучка – це кількість частинок, що падають за 1 с на одиничну площадку, яка перпендикулярна напрямку пучка.

Щільність частинок n – це кількість частинок, що містяться в даний момент часу в одиниці об'єму середовища. Одиниця виміру – част./м³ або част./см³.

Для поля частинок з хаотичним напрямком руху щільністю потоку частинок називають добуток щільності частинок n на їхню швидкість v

$$\Phi = n \cdot v, \quad (1.35)$$

де v – швидкість частинок.

Щільність потоку вимірюється в одиницях част./(м²·с) або част./(см²·с).

Інтенсивність випромінювання (щільність потоку енергії) I_E – це енергія, що переноситься випромінюванням за одиницю часу через одиницю площі

$$I_E = E \frac{dN}{dt} = E \cdot \Phi, \quad (1.36)$$

де E – енергія моноенергетичного випромінювання.

Одиницею вимірювання інтенсивності випромінювання служить Дж/(м²·с).

Доза випромінювання – величина, яка є мірою дії іонізуючого випромінювання на середовище. Залежно від середовища і характеру випромінювання виділяють поглинену, експозиційну та еквівалентну дози.

Основною причиною радіаційних ефектів у речовині є поглинання енергії середовищем, що опромінюється. Її мірою в дозиметрії прийнята поглинена доза. Поглинена доза D – це поглинена енергія випромінювання E , розрахована на одиницю маси опроміненої речовини

$$D = \frac{dE}{dm} = -\frac{1}{\rho \cdot s} \cdot \frac{dE}{dx}, \quad (1.37)$$

де ρ і s – відповідно густина речовини і площа, на яку падає енергія E . Потік енергії випромінювання на одиницю площі

$$\varepsilon = \frac{dE}{ds}. \quad (1.38)$$

У системі СІ поглинена доза вимірюється в греях (Гр). 1 Гр дорівнює поглиненій дозі випромінювання, за якої речовині масою 1 кг

передана енергія 1 Дж. Крім одиниці "грей", використовується позасистемна одиниця поглиненої дози випромінювання "рад":
 $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$.

Крім поглиненої дози, вводяться поняття експозиційної та еквівалентної дози.

Експозиційна доза випромінювання ($D_{\text{експ}}$) є характеристикою фотонного випромінювання і оцінюється за кількістю зарядів одного знака, що утворюються в результаті опромінення в одиниці маси повітря

$$D_{\text{експ}} = \frac{dQ}{dm}. \quad (1.39)$$

Експозиційна доза – ступінь іонізаційної дії рентгенівського та γ -випромінювання, яка визначається за іонізацією повітря в умовах електронної рівноваги, тобто якщо поглинена доза випромінювання в деякому об'ємі середовища дорівнює сумарній кінетичній енергії іонізованих частинок (електронів та іонів), що утворились під дією γ -випромінювання.

Одиницею вимірювання експозиційної дози випромінювання в системі СІ є кулон на кілограм. Енергетичний еквівалент 1 Кл/кг становить 33,8 Дж/кг.

На практиці експозиційну дозу частіше вимірюють у рентгенах (Р) або його похідних – мікрорентгенах (мкР) та мілірентгенах (мР). 1 Р дорівнює одній одиниці СГС заряду, який утворюється в 1 см³ повітря за нормальних умов: $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. Одиниця експозиційної дози 1 Р відповідає поглинанню такої кількості рентгенівського або γ -випромінювання, яке в 1 см³ сухого повітря за $t = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ та нормального атмосферного тиску (це 0,001293 г повітря) утворює $2,083 \cdot 10^9$ пар іонів. Енергетичний еквівалент рентгена $1 \text{ Р} = 5,5 \cdot 10^7 \text{ МеВ}$.

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}, \text{ а } 1 \text{ Кл/кг} = 3,876 \cdot 10^3 \text{ Р}.$$

Позасистемна одиниця 1 фер – доза будь-якого іонізуючого випромінювання, за якого енергія, поглинена в 1 г опромінюваної речовини, дорівнює втраті енергії на іонізацію, що створюється в 1 г повітря дозою в 1 Р γ -променів: $1 \text{ фер} = 1,61 \cdot 10^{12}$ пар іонів на 1 г.

У практиці радіометричних досліджень використовується також фізична величина, що називається "керма". *Керма* – це сума початкових кінетичних енергій всіх заряджених частинок, утво-

рених незарядженим іонізуючим випромінюванням (таким, як фотони або нейтрони) у зразку речовини, віднесена до маси зразка dm . Вона визначається коефіцієнтом $K = dE_n/dm$, де dE_n – передана енергія зарядженим частинкам, утвореним під дією незарядженого іонізуючого випромінювання. Керма в загальному випадку відрізняється від поглиненої дози. За низьких енергій первинного випромінювання керма приблизно дорівнює поглиненій дозі, тоді як за високих енергій керма і поглинена дози відрізняються, оскільки частина енергії виноситься з поглинальної речовини у формі рентгенівського гальмівного випромінювання або швидких електронів. Одиниця керма, як і поглиненої дози, – джоуль на кілограм, або греї, Гр; 1 Гр = 1 Дж/кг.

Різні види випромінювання за інших рівних умов викликають різний біологічний ефект. Для оцінки біологічної дії випромінювання вводиться поняття *еквівалентної дози випромінювання*. Вона рівна добутку поглиненої дози на коефіцієнт якості випромінювання K , який характеризує *відносну біологічну ефективність* випромінювання

$$D_{\text{екв}} = KD. \quad (1.40)$$

Значення коефіцієнтів якості для різних видів випромінювання наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1
Відносна біологічна ефективність різних видів іонізуючого випромінювання

Вид випромінювання	Коефіцієнт, K
Рентгенівське та γ -випромінювання	1
Електрони	1
Протони	10
Альфа-частинки	20
Повільні нейтрони (10–50 кеВ)	3
Швидкі нейтрони (> 50 кеВ)	10
Важкі іони	20

Для змішаного випромінювання еквівалентна доза дорівнює

$$D_{\text{екв}} = \sum_i K_i D_i, \quad (1.41)$$

де K_i – коефіцієнт якості i -го випромінювання, поглинена доза якого дорівнює D_i .

У системі СІ встановлена одиниця вимірювання еквівалентної дози випромінювання зіверт (Зв). Еквівалентна доза 1 Зв відповідає поглиненій біологічною тканиною дозі 1 Гр γ -випромінювання. Застосовують також позасистемну одиницю еквівалентної дози – бер (біологічний еквівалент рада): 1 бер = 10^{-2} Зв.

Зміна дози за одиницю часу називається *потужністю дози*

$$P = \frac{dD}{dt}. \quad (1.42)$$

Якщо відома часова залежність потужності дози, то дозу за деякий інтервал часу від t_1 до t_2 можна розраховувати за формулою

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt. \quad (1.43)$$

Зв'язок між потужністю експозиційної дози $P_{\text{експ}}$, інтенсивністю I і потоком γ -випромінювання з енергією E визначається виразом

$$P = \mu_k \cdot I = \mu_k \cdot N \cdot E, \quad (1.44)$$

де μ_k – коефіцієнт передачі енергії.

Для γ -випромінювання з енергією до 10 МеВ його можна взяти рівним коефіцієнту поглинання енергії.

Залежно від типу взаємодії розрізняють потужність поглиненої дози, потужність еквівалентної дози і потужність експозиційної дози. Енергію, поглинену одиницею об'єму за одиницю часу, називають *потужністю поглиненої дози*. Одиниця вимірювання у системі СІ – греї у секунду (Гр/с), позасистемна одиниця – рад/с.

Потужність експозиційної дози: у системі СІ – ампер на кілограм (А/кг), позасистемна одиниця – Р/с. У геофізиці досить часто використовують позасистемну одиницю мкР/год ($1 \text{ мкР/год} = 71,6 \cdot 10^{-15} \text{ А/кг}$).

Потужність еквівалентної дози: у системі СІ – зіверт у секунду (Зв/с), позасистемна – бер/с.

У сучасній дозиметрії використовують також поняття ефективної дози опромінення. Ефективна доза – розрахункова доза опромінення людини, яка враховує окремі внески ефектів опромінення органів і тканин людини на стан її здоров'я загалом. Ефективна доза в практичній дозиметрії застосовується для врахування нерівномірного характеру впливу радіоактивного опромінення на організм людини, оскільки кожний орган чи тканина по-різному реагують на поглинену дозу опромінення, а також

по-різному впливають на роботу організму взагалі. Одиницею вимірювання ефективної дози, як і еквівалентної, у системі СІ є зіверт. Позасистемною одиницею вимірювання є бер (біологічний еквівалент рентгена) – доза опромінення, аналогічна за своєю біологічною дією дози опромінення рентгенівськими променями в один рентген. Зв'язок з одиницею системи СІ: 1 бер = 0,01 Зв.

Широке використання у практиці ГДС знайшла одиниця АРІ, яку було встановлено як певний калібрувальний параметр для уникнення впливу розміру й ефективності використовуваного детектора. Визначення одиниці радіоактивності АРІ походить від штучного радіоактивного еталона, створеного в Університеті Х'юстона (США) для імітації об'єкта, що має радіоактивність у два рази більшу, ніж типовий сланець (табл. 1.2). Цей еталон містить приблизно 4 % К, 24 ppm Th і 12 ppm U і становить 200 одиниць АРІ. Зареєстрована γ -активність від цього еталона становить

$$ГКАРІ = \alpha \cdot {}^{238}\text{Uppm} + \beta \cdot {}^{232}\text{Thppm} + \gamma \cdot {}^{39}\text{K}\%, \quad (1.45)$$

де коефіцієнти α , β та γ належать до масової концентрації ізотопу; хоча ${}^{40}\text{K}$ є радіоактивним ізотопом, еталонна концентрація у цій формулі береться для ${}^{39}\text{K}$ (поширеність ${}^{40}\text{K}$ становить тільки 0,012 % у природній суміші ${}^{39}\text{K} + {}^{40}\text{K}$); коефіцієнти α , β та γ залежать від застосованого детектора та особливостей каротажного зонда.

Таблиця 1.2

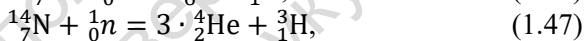
**Значення активності в АРІ
деяких поширених літологічних типів порід**

Літологія	АРІ
Пісковик	< 30
Пісковик із слюдами і КШШ	> 30
Вапняк	< 20
Доломіт	< 30
Сланець	80–300
Вугілля	< 20
Сіль	< 10
Ангідрит	< 10

1.4. Радіоактивні елементи в довкіллі

У природі виявлено більше 50 природних радіоактивних елементів. Крім того, у результаті функціонування сучасної промисловості, особливо підприємств ядерного циклу, до довкілля потрапляють штучні радіоактивні елементи. Радіонукліди в довкіллі можна розділити на чотири групи.

Першу групу утворюють космогенні нукліди, що постійно утворюються в земній атмосфері під дією космічного випромінювання. Це випромінювання складається в основному з протонів високої енергії, які у верхніх шарах атмосфери за реакціями (p, xn) руйнують ядра і генерують нейтрони. Тритій (Т або ^3H , $T_{1/2} = 12,3$ р., $E_{\max} = 5,7$ кеВ) і вуглець ^{14}C належать до цієї групи. Невелика частина тритію досягає Землі із Сонця. Під дією космічного випромінювання на Землі безперервно утворюється β -активний ізотоп вуглецю ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ р., $E_{\max} = 0,16$ МеВ). Швидкість його утворення становить 20000 атомів/м²·с. Приклади ядерних реакцій:



Другу групу природних радіоактивних ізотопів утворюють довгоіснуючі ізомери, легші за свинець. Серед цих радіоактивних елементів слід відмітити ізомери калію (^{40}K), рубідію (^{87}Rb), індію (^{115}In), самарію (^{147}Sm), лютецію (^{179}Lu), ренію (^{187}Re) і багато інших. Основні характеристики деяких із цих ізотопів наведено в табл. 1.3.

Усі одиночні радіоактивні ізомери характеризуються досить великими періодами піврозпаду ($T_{1/2} > 10^9$ років). За винятком самарію, вольфраму і вісмуту вони розпадаються шляхом K -захоплення і β -розпаду, перетворюючись на стійкий ізотоп нового елемента.

Солі калію завжди містять β -активний ізотоп ^{40}K (0,0119 %, $T_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$ років, $E_{\max} = 1,325$ МеВ). Ураховуючи велику поширеність калію, саме цей ізотоп і робить основний внесок у природну радіоактивність живих організмів, а енергія його розпаду відіграє таку ж роль у тепловому режимі Землі, як і α -активні ізомери ^{235}U , ^{238}U і ^{232}Th , разом узяті.

Таблиця 1.3

Параметри деяких природних радіоактивних ізотопів

Ізотоп	Вміст ізотопів у природній суміші, %	Період піврозпаду T , років	Тип розпаду	Енергія випромінювання, MeV		Продукт перетворення
				α -, β -частинок	γ -квантів	
^{40}K	0,0119	$1,31 \cdot 10^9$	β - (88 %) К (12 %)	1,325 –	– 1,459	^{40}Ca ^{40}Ar
^{48}Ca	0,185	$> 1,1 \cdot 10^{18}$	2 β -	–	–	^{48}Ti
^{50}V	0,24	$4 \cdot 10^{14}$	К	–	–	^{50}Ti
^{87}Rb	27,85	$5 \cdot 10^{10}$	β -	0,275	0,394	^{87}Sr
^{96}Zr	2,80	$6,2 \cdot 10^{16}$	β -	3,4	–	^{96}Ni
^{113}In	4,33	$> 10^{14}$	К	–	–	^{113}Cd
^{115}In	95,77	$6 \cdot 10^{16}$	β -	0,63	–	^{115}Sn
^{124}Sn	5,98	$> 1,5 \cdot 10^{17}$	β -	1,5	–	^{124}Sb
^{130}Te	34,11	$1,4 \cdot 10^{21}$	β -	–	–	^{130}I
^{138}La	0,089	$7 \cdot 10^{10}$	β + К	1,00 – –	0,535 0,807 1,390	^{138}Ba
^{150}Nd	5,56	$> 2 \cdot 10^{18}$	2 β -	–	–	^{150}Sm
^{147}Sm	15,07	$6,7 \cdot 10^{11}$	α	2,11	–	^{143}Nb
^{176}Lu	2,60	$2,4 \cdot 10^{10}$	β -	0,215	0,180	^{176}Hf
^{180}Ta	0,0123	$> 10^{12}$	β -	–	–	^{180}W
^{180}W	0,126	$2,2 \cdot 10^{17}$	α	3,2	–	^{176}Hf
^{187}Re	62,93	$4 \cdot 10^{12}$	β -	0,04	–	^{187}Os

У природній суміші ізотопів індію переважає β -випромінювач ^{115}In ($T_{1/2} = 6 \cdot 10^{14}$ років, $E_{\max} = 0,496$ MeV), а природний реній на 63 % складається із ^{187}Re ($T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^{10}$ років $E_{\max} = 0,0025$ MeV). Проте в повсякденній практиці у зв'язку зі значними періодами піврозпаду і через низькі енергії β -випромінювання ці елементи вважаються нерадіоактивними.

Вміст у природі більшості з наведених вище радіоактивних ізотопів зазвичай дуже низький. В ядерній геофізиці найбільший інтерес становлять радіоактивні ізотопи калію ^{40}K і рубідію ^{87}Rb , розпад яких використовується для визначення віку порід.

Третю групу утворюють довгоіснуючі радіонукліди ^{238}U , ^{235}U і ^{232}Th , а також усі продукти їхнього радіоактивного розпаду, які називають радіоактивними сімействами. Ізотопи важких елементів ^{238}U , ^{235}U і ^{232}Th зазнають складних перетворень, утворюючи сімейства: урану ^{238}U , актиноурану AcU (^{235}U), торію ^{232}Th , що складаються з 15–18 елементів.

Урановий ряд. Розглянемо процеси, що відбуваються, наприклад, у ході розпаду ^{238}U . Якщо знехтувати вкрай рідкісними актами спонтанного ділення, то в результаті α -розпаду утворюється ізотоп ^{234}Th . Цей короткоіснуючий ізотоп β -активний і перетворюється на такий же короткоіснуючий ^{234}Pa , а потім в ^{234}U . Далі відбувається низка актів α -розпаду з утворенням послідовно ^{230}Th , ^{226}Ra , ^{222}Rn і ^{218}Po . Через так звані розгалуження, спричинені тим, що радіонукліди ^{218}Po і ^{214}Bi зазнають як α -, так і β -розпаду, утворюється стабільний ізотоп ^{206}Pb . Отже, сумарна реакція записується виразом $\text{U } ^{238}_{92}\text{U} = ^{206}_{82}\text{Pb} + 6\text{}^4_2\text{He} + E$ (E – енергія розпадів). Оскільки атомна вага 238 належить до ряду натуральних чисел " $4n + 2$ " і будь-яка зміна маси в цьому ряду відбувається тільки на чотири одиниці в результаті кожного акту розпаду, то всі радіонукліди теж належать до сімейства " $4n + 2$ ", тобто характеризуються масовими числами, кратними $4n + 2$ за зміни n від 51 до 59. Схему радіоактивних перетворень цього ряду подано на рис. 1.2, а характеристики радіонуклідів – у табл. 1.3.

Родоначальник ряду ^{238}U становить 99,27 % від загальної кількості природного урану. За особливостями розпаду, геохімічними властивостями і тривалістю життя радіонуклідів урановий ряд поділяють на уранову і радієву групи. Кінцевий член ряду – радіогенний ізотоп свинцю ^{206}Pb .

Енергія α -частинок нуклідів уранового ряду змінюється в межах 4,1–7,7 МеВ (664–1232,7 фДж), і в разі збільшення енергії зменшується тривалість життя радіонукліда-випромінювача.

Максимальна енергія (E_{max}) β -частинок нуклідів уранового ряду змінюється в широких межах: від 14 кеВ (9,77 фДж) для RaD до 3,2 МеВ (518,04 фДж) для RaC. Основними β -випромінювачами є Ux_2 (Pa), який забезпечує 50 % β -випромінювання уранової групи та RaC і RaE – радієвої групи.

Енергія γ -випромінювання нуклідів уранового ряду змінюється від 0,029 до 2,452 МеВ. Основні γ -випромінювачі – RaC і RaB забезпечують близько 98 % γ -випромінювання (радієва група).

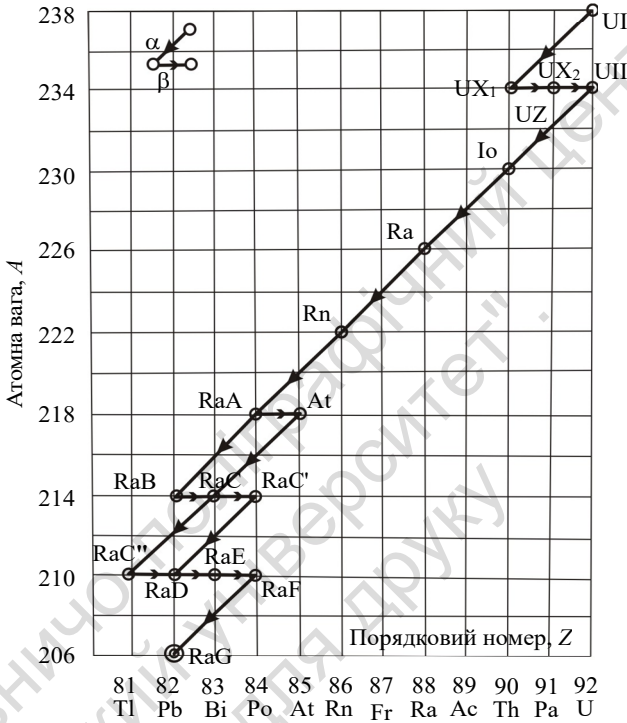


Рис. 1.2. Схема радіоактивних перетворень сімейства урану

Важливою особливістю сімейства урану є те, що на частку продуктів розпаду урану, розташованих у ланцюзі перетворень до радію, припадає тільки 2 % від загального γ -випромінювання ряду (див. табл. 1.4). Унаслідок порушення радіоактивної рівноваги між ураном і радієм у гірських породах у бік нестачі радію їхня γ -активність різко знижується, і навпаки, породи, збагачені солями радію чи радоном, навіть за відсутності в них урану мають підвищену γ -активність.

Таблиця 1.4

Спектри α -, β -, γ -випромінювання уранового ряду (^{238}U)

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість квантів на розпад
$\text{UI}^{(238)\text{U}}$	$4,51 \cdot 10^9$ років	4,13 4,18	0,22 0,78	— —	— —	0,049	$2 \cdot 10^4$
$\text{UX}_1(^{234}\text{Th})$	24,5 доби	— — —	— — —	0,10 — 0,19	0,35 — 0,65	0,029 0,064 0,093	0,065 0,065 0,148
$\text{UX}_2(^{234\text{m}}\text{Pa})$	1,14 хв	—	—	1,25	0,007	0,250	0,002
$\text{UZ}^{(234}\text{Pa})$	6,7 год	— — — —	— — — —	1,50 2,30 0,51 0,23	0,007 0,98 0,66 0,14	0,750 0,760 — 1,0	0,001 0,006 — 0,004
$\text{UII}^{(234}\text{U})$	$2,33 \cdot 10^5$ років	4,72 4,76	0,26 0,74	— —	— —	0,053	0,002
$\text{Io}^{(230}\text{Th})$	$8,3 \cdot 10^4$ років	4,61 4,68	0,25 0,75	— —	— —	0,068 0,140	0,008 0,003
^{226}Ra	$1,62 \cdot 10^3$ років	4,59 4,78	0,057 0,943	— —	— —	0,184	0,012
^{222}Rn	3,825 доби	5,48	1,00	—	—	0,51	0,001
$\text{RaA}^{(218}\text{Po})$	3,05 хв	6,00	1,00	—	—	—	—

Закінчення табл. 1.4

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α-випромінювання		β-випромінювання		γ-випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість квантів на розпад
RaB(²¹⁴ Pb)	26,8 хв	—	—	0,95	0,022	0,241	0,106
		—	—	0,68	0,915	0,294	0,240
		—	—	0,98	0,063	0,350	0,435
RaC(²¹⁴ Bi)	19,7 хв	5,51	4 · 10 ⁻⁴	0,38	0,10	0,607	0,680
		—	—	1,01	0,23	0,766	0,067
		—	—	1,47	0,36	0,933	0,008
		—	—	2,10	0,12	0,112	0,202
		—	—	3,20	0,19	1,238	0,060
RaC'(²¹⁴ Po)	1,6 · 10 ⁻⁴ с	7,96	1,0	—	—	—	—
		—	—	1,96	1,00	—	—
RaC''(²¹⁰ Tl)	1,32 хв	—	—	—	—	—	—
RaD(²¹⁰ Pb)	22 роки	—	—	0,014	0,81	0,007	0,100
RaE(²¹⁰ Bi)	5 діб	—	—	0,061	0,19	0,047	0,075
RaF(²¹⁰ Po)	138,4 доби	5,3	1,00	—	—	—	—
RaE''(²⁰⁶ Tl)	4,23 хв	—	—	3,30	1,00	—	—
RaG(²⁰⁶ Pb)	стабільний	—	—	—	—	—	—

Актиноурановий ряд характеризується масовими числами $4n + 3$, якщо n лежить у діапазоні 51–58. Схему радіоактивних перетворень наведено на рис. 1.3, а характеристики радіонуклідів – у табл. 1.5.

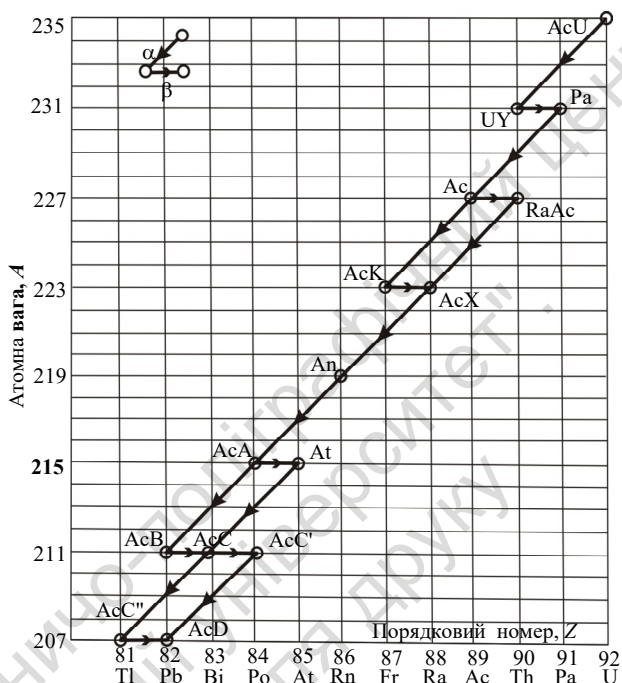


Рис. 1.3. Схема радіоактивних перетворень сімейства актиноурану (^{235}U)

Торієвий ряд характеризується масовими числами $4n$ за зміни n від 52 до 58. Схему радіоактивних перетворень подано на рис. 1.4, а характеристики радіонуклідів – у табл. 1.5.

Родоначальник ряду ^{232}Th має найбільшу тривалість життя з усіх важких радіоактивних елементів. Закінчується ряд ізотопом свинцю ^{208}Pb .

Енергія α -частинок нуклідів торієвого ряду – у діапазоні 4,0–8,8 МеВ (641,9–1407,4 фДж), у цьому випадку енергія тим більша, чим менша тривалість життя нукліда-випромінювача.

Енергія γ -випромінювання нуклідів торієвого ряду змінюється від 0,01 до 2,62 МеВ. Основні β -випромінювачі – MsTh_2 (^{228}Ac),

MsTh (C+C'') і продукти їхнього розпаду. Ці ж нукліди є й основними γ -випромінювачами. У межах сімейства γ -випромінювачі розподілені відносно рівномірно.

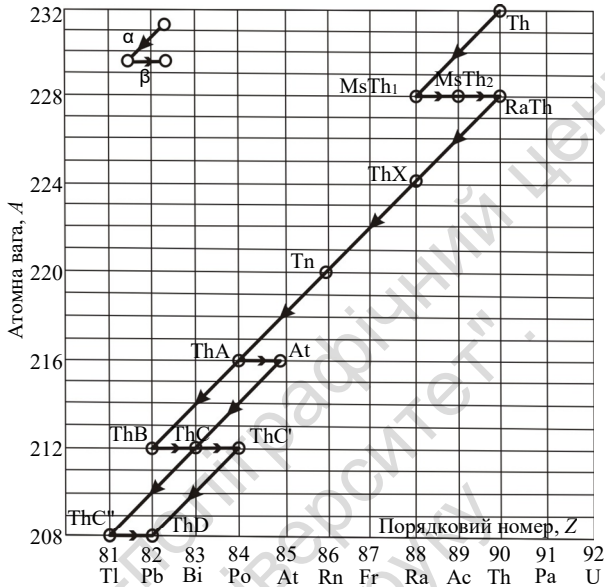


Рис. 1.4. Схема радіоактивних перетворень сімейства ^{232}Th

Порівнюючи ряди радіоактивних перетворень, можна відмітити в них деякі загальні закономірності.

1. Усі три ряди починаються з довгоіснуючих радіоактивних ізотопів (^{238}U , $T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9$ років; ^{235}U , $T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ років; ^{232}Th , $T_{1/2} = 1,39 \cdot 10^{10}$ років).

2. Усередині радіоактивних рядів утворюються радіоактивні гази (еманації): радон (ряд ^{238}U) та його ізомери – торон (ряд ^{232}Th) і актинон (ряд ^{235}U), які мають різні періоди піврозпаду.

3. Безпосередньо за еманаціями ідуть короткоіснуючі продукти розпаду А, В, С, які утворюють активні "нальоти" на поверхнях дотику еманацій.

4. В усіх трьох рядах А- і С-продукти розпаду утворюють так звані розгалуження: у ході розпаду частина їхніх атомів випромінює

α -частинки, а інша – β -частинки. Таким чином утворюються одночасно два різні ізотопи, які, у свою чергу, випромінюють β - і α -частинки відповідно.

5. У результаті розпаду в усіх трьох рядах утворюються неактивні ізотопи свинцю: ^{206}Pb у ряду ^{238}U , ^{207}Pb у ряду ^{235}U , ^{208}Pb у ряду ^{232}Th .

6. В усіх трьох сімействах α -випромінювачі розподілені відносно рівномірно. До них належать усі родоначалники сімейств (^{238}U), AcU (^{235}U) і (^{232}Th), усі газоподібні продукти ^{222}Rn , Tn (^{220}Rn) і An (^{219}Rn), розташовані в середній частині ряду, і, нарешті, останні радіоактивні продукти розпаду сімейств.

7. За сумарною α -активністю сімейства урану і торію приблизно однакові, α -активність актинієвого ряду (у природній суміші урану) становить 5 % від загального α -випромінювання уранового ряду.

8. Енергетичні спектри α -частинок, які випромінюються кожним рядом, суттєво не відрізняються (табл. 1.3–1.5).

9. За сумарною інтенсивністю β -випромінювання сімейства урану і торію суттєво не відрізняються. У середині сімейств β -випромінювачі розподілені між початковими і кінцевими продуктами розпаду відносно рівномірно.

Усі члени рядів ^{238}U , AcU (^{235}U) і ^{232}Th мають по дві назви, наприклад, ^{234}Th називають ще ураном X_1 (UX_1), ^{210}Po – радієм F (RaF) тощо. Так склалося історично. У ході відкриття нових продуктів розпаду урану, актиноурану, торію і радію їм давали нові назви і вважали їх новими елементами, оскільки про наявність ізотопів тоді було невідомо. Незважаючи на певні труднощі у використанні двох різних видів назв, "старими" назвами послуговуються і сьогодні, оскільки вони вказують на належність ізотопу до певного сімейства. Використання і запам'ятовування "старих" назв полегшується тим, що в усіх трьох сімействах продукти з індексами A , C , F є ізотопами полонію, з індексами S і E – ізотопами вісмуту, з індексами B , D і G – свинцю, з індексами C'' і E'' – талію.

У 1935 р. встановлено, що в минулому існувало ще і нептунієве сімейство (^{237}Np). Представники цього ряду у зв'язку з порівняно незначними періодами піврозпаду зазнали майже повного розпаду і практично не зустрічаються у природі.

Таблиця 1.5

Спектри α -, β -, γ -випромінювання актиноуранового ряду

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ -квантів на розпад
AcU (^{235}U)	7,13·10 ⁸ ро- ків	4,20	0,042	–	–	0,200	0,04
		4,39	0,856	–	–	0,185	0,55
		4,58	0,102	–	–	0,165	0,04
UY (^{231}Th)	25,6 год	–	–	0,093	0,45	0,310	0,015
		–	–	0,216	0,11	0,218	0,015
		–	–	0,302	0,44	0,169	0,051
		–	–	–	–	0,164	0,22
		–	–	–	–	0,096	0,15
–	–	–	–	0,085	0,51		
–	–	–	–	0,084	0,29		
–	–	–	–	0,081	0,028		
–	–	–	–	0,073	0,176		
–	–	–	–	0,067	0,028		
–	–	–	–	0,062	0,161		
–	–	–	–	0,059	0,37		

Продовження табл. 1.5

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ -квантів на розпад
Pa (^{231}Pa)	$3,43 \cdot 10^4$ років	4,66	0,03	–	–	0,360	0,014
		4,72	0,11			0,329	0,028
		4,84	0,03			0,300	0,055
		4,94	0,25			0,283	0,028
		5,0	0,47			0,260	0,021
		5,04	0,11			0,101	0,014
Ac (^{227}Ac)	21,7 років	4,86	0,0018	0,046	0,986	0,070	–
		4,95	0,012			0,166	
						0,190	
RaAc (^{227}Th)	18,9 доби	5,67	0,025	–	–	0,350	0,015
		5,72	0,15			0,343	0,020
		5,74	0,04			0,334	0,029
		5,76	0,2			0,330	0,017
		5,82	0,01			0,304	0,029
		5,87	0,025			0,300	0,017
		5,92	0,01			0,296	0,019
		5,97	0,04			0,286	0,08

Продовження табл. 1.5

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ -квантів на розпад
		5,99 6,02	0,25 0,04			0,282 0,256 0,250 0,236 0,113 0,080	0,02 0,08 0,02 0,08 0,03 0,054
AcK (^{223}Fr)	21 хв	–	–	1,2	1,0	0,310 0,215 0,080 0,050	0,008 0,03 0,24 0,40
AcX (^{223}Ra)	11,7 доби	5,42 5,49 5,53 5,6 5,7 5,73 5,86	0,03 0,02 0,09 0,24 0,53 0,090 0,0001	–	–	0,371 0,338 0,324 0,270 0,180 0,154 0,144 0,122	0,003 0,02 0,023 0,047 0,005 0,055 0,041 0,003

Закінчення табл. 1.5

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ -квантів на розпад
An (²¹⁹ Rn)	3,92 с	6,43	0,12	–	–	0,401	0,05
		6,56	0,15	–	–	0,272	0,13
		6,82	0,69	–	–	–	–
AcA (²¹⁵ Pa)	1,83·10 ⁻³ с	7,37	1,0	–	–	–	–
²¹⁵ At	5·10 ⁻⁴ с	8,0	1,0	–	–	–	–
AcB (²¹¹ Pb)	36,1 хв	–	–	0,571	0,2	0,829	0,13
		–	–	1,40	0,8	0,764	0,01
AcC (²¹¹ Po)	0,52 с	6,34	0,0007	–	–	0,890	0,005
		6,57	0,0048	–	–	0,570	0,005
AcC'' (²⁰⁷ Tl)	4,76 хв	6,90	0,0057	–	–	0,890	0,005
		7,43	0,99	0,630	0,005	–	–
AcD (²⁰⁷ Pb)	Стабільний	–	–	1,500	0,995	–	–

Таблиця 1.6

Спектри α -, β -, γ -випромінювання торієвого ряду (^{232}Th)

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α -випромінювання		β -випромінювання		γ -випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ -квантів на розпад
^{232}Th	$1,39 \cdot 10^{10}$ років	3,91 3,98	0,20 0,80	— —	— —	— —	— —
MsTh_1 (^{228}Ra)	6,7 років	—	—	0,024 0,040	0,30 0,70	0,010	0,250
MsTh_2 (^{228}Ac)	6,13 год	—	—	1,180 1,760 2,100	0,67 0,21 0,12	0,058 0,129 0,209 0,270 0,336 0,460 0,458 0,800 0,907 0,964 1,587 1,640	0,700 0,110 0,040 0,030 0,125 0,060 0,020 0,070 0,243 0,133 0,120 0,065
RaTh (^{228}Th)	1,91 року	5,34 5,42	0,28 0,71	— —	— —	0,089 0,137 0,169 0,212	0,016 0,026 0,001 0,003

Закінчення табл. 1.6

Ізотоп	Період піврозпаду, T	α-випромінювання		β-випромінювання		γ-випромінювання	
		Енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Максимальна енергія, МеВ	Кількість частинок на розпад	Енергія, МеВ	Кількість γ-квантів на розпад
ThX (²²⁴ Ra)	3,64 доби	5,45 5,68	0,05 0,95	— —	— —	0,290 —	10 ⁻⁴ —
Tn (²²⁰ Rn)	54,5 с	6,28	1,00	—	—	0,540	2,5 10 ⁻⁴
ThA (²¹⁶ Po)	0,158 с	6,77	1,00	—	—	—	—
ThB (²¹² Pb)	10,6 год	— —	— —	0,154 0,330 0,570	0,03 0,74 0,22	0,238 0,299 —	0,400 0,040 —
ThC (²¹² Bi)	60,5 хв	5,60 5,77 6,05 6,09	0,01 0,02 0,70 0,27	0,640 1,520 2,250 —	0,07 0,08 0,85 —	0,726 1,620 1,800 —	0,071 0,010 0,033 —
ThC'' (²¹² Po)	3·10 ⁻⁷ с	8,78	1,00	—	—	—	—
ThC''' (²⁰⁸ Tl)	3,1 хв	— — — —	— — — —	1,040 1,290 1,530 1,800	0,04 0,24 0,22 0,50	0,277 0,510 0,582 0,859 2,620	0,032 0,078 0,282 0,053 0,353
ThD (²⁰⁸ Pb)	Стабільний						

Цей ряд з масовими числами $4n + 1$ мав родоначальником "вимерлий" $^{237}_{93}\text{Np}$ ($T_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$ років) і закінчувався стабільним ізотопом $^{209}_{83}\text{Bi}$. На відміну від перших трьох сімейств цей ряд не містив еманції. Він був відтворений штучно, шляхом бомбардування урану α -частинками, і включає переважно короткоіснуючі ізотопи. Потенційно важливим для ядерної енергетики членом цього сімейства є ^{233}U ($T_{1/2} = 1590$ років), який на практиці отримують опромінюванням природного ^{232}Th нейтронами. Непрямою ознакою можливості присутності нептунію на Землі в початковий період її існування є наявність його ліній у спектрах деяких зірок. Невеликі кількості ізотопів $^{237}_{93}\text{Np}$ і $^{239}_{94}\text{Pu}$ (α -випромінювач, $T_{1/2} = 24110$ років) постійно утворюються на Землі шляхом захоплення нейтронів ізотопами урану і торію. Нейтрони генеруються постійно за рахунок спонтанного ділення ізотопів урану, і в 1 кг "уранової смолки" (U_3O_8) виділяються близько 50 нейтронів за секунду. Типове співвідношення $^{239}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ в мінералах – близько 10^{-12} . Це відповідає десь 1 кг плутонію, розсіяного в шарі земної кори завтовшки 16 км. Технецій ^{99}Tc теж удалося виявити в природі як продукт спонтанного ділення урану в кількості 10^{-10} г на 1 кг урану. Пошук наявності в природі інших, важчих ніж уран, довгоіснуючих ізотопів поки не дав позитивних результатів.

Четверту групу становлять антропогенні радіонукліди. Це переважно продукти ділення урану і плутонію в ядерних реакторах (розсіюються у разі аварій) і в разі ядерних вибухів. Найбільш довгоіснуючі й небезпечні – $^{90}_{38}\text{Sr}$ ($T_{1/2} = 29$ років, чистий β -випромінювач, $E_{\max} = 0,546$ МеВ) і $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($T_{1/2} = 30,17$ років; β - і γ -випромінювач, $E_{\max} = 1,17$ МеВ і $E_{\gamma} = 0,662$ МеВ відповідно). Сюди слід віднести також трансуранові елементи. Світові запаси плутонію до 2000 р. оцінювалися в 2400 т (виробництво 50 т у рік). У період 1950–1963 рр., коли проводилися випробування ядерної зброї в атмосфері, в довкілля було викинуто 4,2 т плутонію.

1.5. Поширеність радіоактивних елементів у природі

Вміст хімічних елементів у земній корі дає змогу оцінити поширення окремих представників радіоактивних рядів та окремих елементів у гірських породах загалом (табл. 1.7). Досить нерівномірно розподілені радіоактивні елементи по окремих геосферах Землі (табл. 1.8).

Таблиця 1.7
Вміст хімічних елементів у земній корі за декадами В.І. Вернадського

Декада	Вміст елементів, %	Елемент
I	> 10	O, Si
II	1 – 10	Al, Fe, Ca, Na, Mg, K
III	$10^{-1} - 1$	H, Ti, C, Cl, P, S, Mn
IV	$10^{-2} - 10^{-1}$	F, Ba, N, Sr, Cr, Zr, V, Ni, Zn, B, Cu
V	$10^{-3} - 10^{-2}$	Rb, Li, Y, Be, Ce, Co, Th, Nd, Pb, Ga, Mo, Br
VI	$10^{-4} - 10^{-3}$	U, Yb, Dy, Gd, Sm, Er, La, Sn, Sc, W, Cs, Cd, As, Pr, Hf, Ar, Co, Hg, Tu, Ho, Tb, I, Ge
VII	$10^{-5} - 10^{-4}$	Se, Sb, Nb, Ta, Eu, Ln, Bi, Tl, Ag
VIII	$10^{-6} - 10^{-5}$	Pd, Pt, Ku, Os, Po, Au, Rh, Ir, Te, He
IX	$10^{-7} - 10^{-6}$	Ne, Re
X	$10^{-8} - 10^{-7}$	Kr
XI	$10^{-9} - 10^{-8}$	Xe
XII	$10^{-10} - 10^{-9}$	Ra
XIII	$10^{-11} - 10^{-10}$	Pa

Таблиця 1.8
Розподіл радіоактивних елементів за геосферами (за Г.В. Войткевичем)

Геосфера	Ra 10^{-12} , г/г	U 10^{-6} , г/г	Th 10^{-6} , г/г	K, г/г	Th/U
Гранітна	1,4	4,0	13,5	0,026	3,4
Базальтова	0,34	2,0	4,0	0,010	4,0
Перидотитова	0,0046	0,014	0,056	0,0004	4,0
Проміжна	0,004	0,012	0,048	0,0001	4,0
Центральне ядро	0,001	0,003	0,013		4,0

Літосфера є основним резервуаром природних радіонуклідів на Землі. Разом з іншими елементами радіоактивні елементи входили до складу первинної речовини, з якого була сформована Земля. Як випливає з табл. 1.7, максимальний вміст радіоактивних елементів у Землі приурочений до її верхнього гранітного шару, потужність якого становить до 25–30 км. З глибиною їхній вміст різко падає, досягаючи мінімального значення у центральному ядрі.

Лише вісім елементів мають концентрацію 1% або більшу в земній корі (табл. 1.7, рис. 1.5).

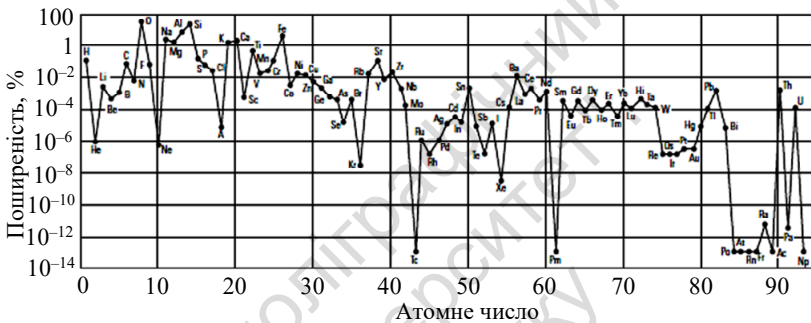


Рис. 1.5. Концентрація елементів у земній корі у вагових відсотках (за Garrels and MacKenzie)

Для урану і торію характерний стан розсіяння в земній корі. Цим пояснюється той факт, що вони вважаються більш рідкісними елементами, ніж, наприклад, свинець, олово і сурма, кларки яких мають той же порядок, але для яких характернішим є стан концентрації, ніж розсіяння.

Цим же зумовлена присутність урану і торію в мікроскопічних кількостях практично в усіх предметах, що оточують нас, як органічних, так і неорганічних. Ще однією характерною особливістю поширення урану, радію, торію та інших радіоактивних елементів є значні коливання їхнього вмісту в однотипних породах. Особливо це стосується магматичних порід. У зв'язку з цим найбільш повне уявлення про радіоактивність певних літологічних різновидів порід дають не середні значення, а варіаційні криві розподілу радіоактивності.

Наведені в табл. 1.7 концентрації U, Ra і Th для глибинних шарів Землі встановлені через побічний фактор – величину їхнього мінімального вмісту в кам'яних (для проміжного шару) і залізних (для центрального ядра) метеоритах, а також за середнім вмістом у кислих, основних та ультраосновних гірських породах, які виходять на денну поверхню (відповідно для гранітної, базальтової та перидотитової геосфер).

У земній корі вміст основних природних радіонуклідів такий (табл. 1.9):

Таблиця 1.9

Вміст основних природних радіонуклідів у земній корі

Радіонуклід	Вміст, %	Маса, т	Середня питома активність, Бк/кг	Сумарна активність, Бк	Період піврозпаду, рік
Калій-40 (⁴⁰ K)	2,5	$12,4 \cdot 10^{19}$	$7,8 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^{31}$	$1,31 \cdot 10^9$
Торій-232 (²³² Th)	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{20}$	$3,2 \cdot 10^1$	$1,3 \cdot 10^{30}$	$1,39 \cdot 10^{10}$
Уран-238 (²³⁸ U)	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{19}$	$3,7 \cdot 10^1$	$1,5 \cdot 10^{30}$	$4,51 \cdot 10^9$
Уран-235 (²³⁵ U)	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$8,8 \cdot 10^{15}$	1,8	$7,1 \cdot 10^{28}$	$7,13 \cdot 10^8$

Енергетичний спектр природного γ -випромінювання неоднорідний (рис. 1.6). Розпад калію супроводжується випуском єдиного характерного γ -променю з енергією 1,46 МеВ, тоді як торій і уран мають серію енергетичних ліній випромінювання проміжних ізотопів від материнського радіонукліду до стабільного ізотопу свинцю. Серед згаданих рядів найпомітніша емісія γ -випромінювання з ряду урану, зумовлена ізотопами вісмуту, а ряду торію – ізотопами талію.

Серед порід різних генетичних типів найбільшу радіоактивність мають кислі магматичні вивержені породи (граніти), які являють собою продукт остаточної стадії кристалізації магми.

Із пониженням вмісту SiO_2 у вивержених породах, тобто з ростом їхньої основності, вміст радіоактивних елементів помітно скорочується (табл. 1.10).

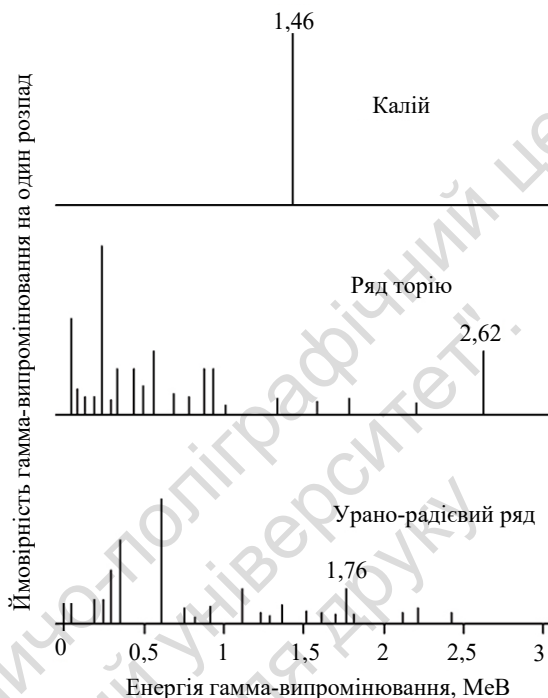


Рис. 1.6. Енергетичний розподіл γ -випромінювання основних природних радіоактивних елементів
(за Garrels and MacKenzie)

Розподіл радіоактивних елементів у вивержених породах, які становлять більшу частину земної кори, залежить від генезису урановмісних мінералів і ступеня збереження породи. У незмінних гранітах більша частина радіоактивних елементів приурочена до важких (акцесорних) елементів.

Співвідношення внеску окремих радіоактивних елементів до загальної γ -радіоактивності різних типів осадових порід суттєво відрізняється. Основний внесок у γ -активність вапняків і особливо доломітів дає Ra (відповідно 64 і 75 %). Внесок Ra, Th, K

у радіоактивність пісковиків приблизно однаковий (Ra – 23–26 %, Th – 40 %, K – 37–34 %). У зв'язку із цим спектр природного γ -випромінювання теригенних і карбонатних порід різний.

Таблиця 1.10

Вміст урану, торію і калію у вивержених породах

Породи	SiO ₂ , %	U, г/т	Th, г/т	K, г/кг
Кислі багаті Ca бідні на Ca	75–65	3,0	8,5	25
		3,0	17,5	42
Середні сієніти діорити	65–52	3,0	13,0	48
		1,8	7,0	23
Основні	52–40	1,0	4,0	8
Ультрасновні	40	10 ⁻³	4 · 10 ⁻³	0,0004

Мінерали, що містять торій та уран, доволі рідкісні. Уран може бути пов'язаний з мінералами, які випадають з розчинів у вигляді солей. Мінерали, що містять калій в осадових утвореннях досить численні (табл. 1.11), найпоширеніший серед яких – сільвін.

Таблиця 1.11

Калієвмісні евапорити

Мінерал	Формула	Вміст калію, ваг. %
Сільвін	KCl	52,44
Лангбейніт	K ₂ SO ₄ (MgSO ₄) ₂	18,84
Каїніт	MgSO ₄ KCl(H ₂ O) ₃	15,7
Карналіт	MgClKCl(H ₂ O) ₆	14,07
Полігаліт	K ₂ SO ₄ MgSO ₄ (CaSO ₄) ₂ (H ₂ O) ₂	13,4
Глазерит	(KNa) ₂ SO ₄	24,7

За ступенем радіоактивності мінерали осадових порід поділяються на чотири групи:

1. Низької активності (до 3,65 Бк/кг) – кварц, кальцит, доломіт, сидерит, ангідрит, гіпс, кам'яна сіль.

2. Середньої активності (3,65–36,5 Бк/кг) – лимоніт, барит, магнетит, турмалін, корунд, гранат, рогова обманка.

3. Підвищеної активності (36,5–365 Бк/кг) – слюда, глинисті мінерали, польові шпати, калійні солі, апатити, глауконіти, каолін, гідрослюди, глинистий бентоніт, обсидіан, сільвін.

4. Дуже високої активності (> 365 Бк/кг) – циркон, монацит, ортит.

Відповідно до цього осадові породи розрізняються за ступенем радіоактивності.

Знижена радіоактивність характерна для хемогенних відкладів (ангідрити, гіпси, кам'яна сіль), чистих пісків, пісковиків, вапняків, доломітів. Польові шпати, які після кварцу є найпоширенішими мінералами пісковиків, збагачені калієм.

Середня радіоактивність характерна для заглинизованих пісків, пісковиків, вапняків і доломітів, алевритів і мергелів, причому радіоактивність зростає з ростом коефіцієнта глинистості.

Підвищена радіоактивність характерна для глин, глинистих сланців, фосфоритів і калійних солей. Уран легко транспортується у вигляді розчинів з місць глинистого мінералоутворення, його переважне концентрування відбувається в органічній компоненті порід. Часто підвищену радіоактивність мають кам'яне вугілля і бітуми, іноді й чисті піски, піщаники й вапняки, якщо вони збагачені монацитовими, глауконітовими фракціями. Іноді підвищена радіоактивність осадових порід пов'язана з пластовими водами хлоркальцієвого і особливо сульфідно-кальцієвого типу.

Окремо зазначимо, що серед осадових порід найбільшою радіоактивністю характеризуються глинисті сланці (особливо бітумінізовані) і фосфатні породи. Перші можуть містити до 14760 Бк/кг ^{238}U і до 80 Бк/кг ^{232}Th , а другі – до 3700 Бк/кг ^{238}U і до 82 Бк/кг ^{232}Th . Підвищеною радіоактивністю відрізняються деякі глини, особливо галунові: до 3670 Бк/кг ^{238}U , до 2200 Бк/кг ^{226}Ra і до 1070 Бк/кг ^{40}K . Такий значний діапазон радіоактивності пов'язаний з нерівномірним входженням урану, торію і калію до різних груп мінералів глинистих порід.

Група гідрослюдов включає калій як частину структури своєї мінеральної решітки. Але за інтерпретації кривих каротажу термін "слюда" взагалі стосується мінералів, які не належать до "глинистого" об'єму ($V_{\text{гл}}$). Причина цього пов'язана з низькою обмінною здатністю катіонів цього сімейства глин. Натомість два

інші члени групи глин, ілліт і глауконіт, мають значну ємність катіонного обміну і більший внесок у величину $V_{\text{гл}}$. Вони відрізняються високим вмістом калію, оскільки їхні крупні порожнини дозволяють йому увійти до структури цих мінералів. Група мінералів, пов'язана з монтморилонітом і слюдами (біотит, мусковіт), містить переважно калій.

Глинисті мінерали, які утворюються під час розкладання вивержених порід, загалом мають високу катіонну здатність. У результаті цієї властивості вони можуть містити велику кількість радіоактивних мінералів, які початково перебували в польових шпатах і слюдах та їхніх похідних. Ця ж властивість сприяє вмісту торію у відносно нерозчинних мінералах, таких як монацит або циркон.

Присутність урану є результатом його поглинання рослинними або тваринними рештками. На відміну від калію, який має масову концентрацію на рівні декількох відсотків, торій і уран становлять десяті частки на мільйон.

Отже, кореляція між глинистими мінералами та елементними концентраторами виявилася найбільшою для торію та калію, а для урану – незначною. Водночас кореляція між глинистими мінералами і торієм є найвищою, оскільки калій також пов'язаний з такими компонентами сланців, як польові шпати. Вагома кореляція для урану спостерігається тільки із вмістом органічного вуглецю.

Контрольні запитання

1. Що таке природна радіоактивність?
2. Охарактеризуйте процес α -розпаду.
3. Назвіть основні особливості β -розпаду.
4. Що таке електронне захоплення та його особливості?
5. Охарактеризуйте процес поділу важких ядер.
6. Що таке ізомерні переходи?
7. Які основні положення закону радіоактивного розпаду?
8. Які основні положення закону радіоактивного накопичення?
9. Що таке рухома та вікова радіоактивна рівновага?
10. Визначте правило зсуву Содді й Фаянса.
11. Що таке радіоактивність і в яких одиницях вона вимірюється?
12. Що таке іонізуюче випромінювання?

13. Охарактеризуйте поняття "доза випромінювання".
14. Чим відрізняється експозиційна доза від еквівалентної дози випромінювання?
15. Назвіть одиниці експозиційної, поглиненої та еквівалентної доз випромінювання.
16. Охарактеризуйте космогенні радіонукліди.
17. Охарактеризуйте природні одиночні радіонукліди.
18. Назвіть основні ряди радіоактивних перетворень.
19. Охарактеризуйте особливості ряду ^{238}U та актиноурану.
20. Охарактеризуйте особливості ряду ^{232}Th .
21. Які найпоширеніші в доквілі антропогенні радіонукліди ви знаєте?
22. Охарактеризуйте поширення радіоактивних елементів у геосферах.
23. Назвіть кларки U і Th.
24. Поясніть причину кореляційного зв'язку радіоактивності осадових порід з їхньою глинистістю (нерозчинним залишком).

Література: [1, 12, 14–18, 38].

РОЗДІЛ 2

Взаємодія радіоактивних випромінювань з речовиною

2.1. Основні поняття та визначення

В ядерній фізиці домінують три види взаємодії випромінювання з речовиною: електромагнітна, слабка і сильна. Внеском гравітаційної взаємодії нехтують через її малу величину.

Ядерна (сильна) взаємодія – найінтенсивніша взаємодія в природі, яка відбувається в межах атомного ядра, звідси її назва. Вона діє на відстанях близько $1 \div 2 \cdot 10^{-13}$ см, час взаємодії – $0,5 \cdot 10^{-23}$ с (т. зв. ядерний час). Вона може виявлятися як у процесах розсіяння на ядрах і в ході ядерних реакцій – захопленні одних частинок і утворенні інших, так і у формі процесів розпаду квазічастинок. У разі проходження частинок через речовину ядра взаємодія виявляється в ядерних реакціях і в процесах розпаду ядер і частинок. Сильна взаємодія із середовищем відбувається під час проходження через нього адронів (протонів p , нейтронів n , атомних ядер).

Електромагнітна взаємодія також належить до інтенсивних взаємодій природи, хоч і є слабкішою від ядерної. Інтенсивність електромагнітної взаємодії в 10^2 – 10^3 разів слабкіша від ядерної. Переріз електромагнітної взаємодії з атомними ядрами істотно нижчий, ніж у сильної. Її далекодіючий характер визначає домінуючу роль у разі взаємодії з атомами. Процеси електромагнітної взаємодії відбуваються в 10^2 – 10^3 разів повільніше сильних (ядерних) процесів. Електромагнітна взаємодія визначає взаємодію заряджених частинок і γ -квантів з атомами середовища. Носіями такої взаємодії є кванти електромагнітного випромінювання. Залежно від їхнього походження й енергії їх називають фотонами: рентгенівськими або γ -квантами. Кванти електромагнітного випромінювання

виникають у результаті взаємодії електричного заряду з електричним полем, що його оточує. Форми прояву електромагнітної взаємодії для заряджених частинок – кулонівське розсіяння, іонізаційне гальмування, радіаційне гальмування, черенковське випромінювання; для γ -квантів – фотоефект, ефект Комптона, утворення електронно-позитронних пар. Під час проходження заряджених частинок і γ -квантів через речовину спостерігаються великі втрати енергії за рахунок електромагнітної взаємодії.

Прикладом *слабкої взаємодії* є β -розпад – специфічна взаємодія між нуклонами та електронно-позитронним полем, що їх оточує, у процесі якої виникають або поглинаються електрони (позитрони) і антинейтрино (нейтрино). Бета-розпад характеризується дуже малою константою взаємодії, звідси і назва – "слабка взаємодія". Крім процесів розпаду, слабка взаємодія може виявлятися і в процесах безпосередньої взаємодії, наприклад у процесі захоплення нейтрино (антинейтрино) нуклоном.

Деякі характеристики елементарних частинок, що входять до складу іонізуючих випромінювань, подано в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Характеристика елементарних частинок

Взаємодія	Сила взаємодії	Частинки	Кванти	Масаспокою, МеВ	Час існування, с	Відстань взаємодії, см
Сильна	1	Адрони (кварки)	Глюони	0	$10^{-23} \div 10^{-20}$	$\sim 10^{-13}$
Електромагнітна	10^{-2}	Заряджені частинки	Фотони	0	10^{-18}	∞
Слабка	10^{-6}	Усі частинки	W^{\pm} Z^0	80 91	10^{-12}	10^{-16}
Гравітаційна	10^{-20}	Усі частинки	Гравітони (?)	0		∞

Щоб описати рух окремої частинки в речовині, необхідно знати її масу m , заряд z , енергію E , імпульс p . До основних характеристик

речовини відносять її густину ρ , середній потенціал іонізації \bar{I} , атомний номер A і заряд Z елементів, які утворюють речовину.

Пружним розсіянням називається процес взаємодії частинок, під час якого, зберігається повна кінетична енергія всіх частинок, що взаємодіють, але відбувається її перерозподіл між частинками

$$E_{\text{поч}} = E_{\text{кін}}. \quad (2.1)$$

Непружним розсіянням називається процес взаємодії частинок, за якого частина повної енергії витрачається на збудження внутрішніх ступенів свободи атома або ядра та енергію випромінювання або частинок, що утворюються

$$E_{\text{поч}} = E_{\text{кін}} + E_{\text{збудж}}. \quad (2.2)$$

Інформацію про ймовірність процесу або механізм ядерної реакції можна отримати за допомогою ефективного перерізу відповідного процесу.

Під час проходження через речовину іонізуючі випромінювання заряджених частинок і нейтронів взаємодіють з атомами (атомними ядрами і атомними електронами). Енергія іонізуючих випромінювань, які цікаві для ядерної геофізики, змінюється від сотих часток електрон-вольта до перших десятків мегаелектрон-вольтів.

Уявімо собі, що частинка A (атомне ядро) перебуває на шляху паралельного пучка частинок (електрони, протони, нейтрони та ін.). Якщо між частинкою A і частинками іонізуючого пучка існує якась взаємодія, що призводить до їхнього розсіяння або захоплення, то частинка A вилучає деяку кількість падаючих частинок із паралельного пучка. *Ефективним перерізом* частинки A будемо називати відношення кількості частинок, вилучених частинкою A з пучка в одиницю часу (за 1 с), до густини потоку падаючих частинок (тобто до кількості частинок падаючого пучка, які проходять через 1 см^2 його перерізу за 1 с). Розмірність ефективного перерізу – площа. Для більшості ядерних процесів величина ефективних перерізів становить $10^{-24} \text{ см}^2/\text{част}$. Цій величині присвоєна назва "барн" ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2/\text{част}$). Ефективні перерізи для процесів сильної взаємодії становлять 10^{-27} – 10^{-24} см^2 і призводять до того, що сильно взаємодіючі частинки, проходячи через середовище, ефективно вибувають з колімованого пучка частинок за рахунок процесів поглинання та розсіяння. У деяких

випадках (напр., резонансного захоплення) у процесі взаємодії нейтронів з ядрами переріз може бути більшим: $10^{-20} \text{ см}^2 = 10^4 \text{ барн}$.

Інтегральний ефективний переріз σ визначається відповідно до співвідношення

$$\sigma = \frac{N_{\text{вз}}}{N \cdot n \cdot \delta}, \quad (2.3)$$

де N – кількість частинок (потік), що падають на 1 см^2 тонкої мішені; $N_{\text{вз}}$ – повна кількість взаємодій в 1 см^2 тонкої мішені; n – концентрація ядер в одиниці об'єму мішені; δ – товщина мішені.

Тонкою називається мішень, атоми і ядра якої відповідно в ході проєктування мішені на площину, перпендикулярну до осі пучка, не перекривають одне одного.

Реакції, початковий і кінцевий стан яких мають по дві частинки, характеризуються *спектрами* і *диференціальним ефективним перерізом розсіяння*.

Диференціальний ефективний переріз розсіяння $\frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\Omega}$ пов'язаний з інтегральним перерізом співвідношеннями

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\Omega} d\Omega, \quad (2.4, \text{ а})$$

$$\sigma(\theta, \varphi) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{dE} dE, \quad (2.4, \text{ б})$$

де $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ – тілесний кут, в який розсіюються частинки; θ і φ – полярний та азимутальний кути розсіяння частинок.

Формула (2.4, а) описує енергетичну залежність перерізу, проінтегровану за всіма кутами, а (2.4, б) – кутову залежність перерізу, проінтегровану за всіма енергіями.

Спектром частинок у реакції $a + A \rightarrow b + B$ називається залежність кількості частинок продуктів реакції, що вилітають у тілесний кут $d\Omega$ і мають енергію в інтервалі $(E, E + dE)$, від кута $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ та енергії E

$$\frac{d^2 N}{dE d\Omega} = N \cdot n \cdot \delta \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega}. \quad (2.5)$$

Диференціальні ефективні перерізи розсіяння $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ та $\frac{d\sigma(E)}{dE}$ пов'язані зі спектрами частинок співвідношеннями

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{1}{N n \delta} \int \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega} dE; \quad (2.5, \text{ а})$$

$$\frac{d\sigma(E)}{dE} = \frac{1}{N n \delta} \int \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega} d\Omega. \quad (2.5, \text{ б})$$

Залежність диференціального ефективного перерізу $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ від кутів θ і φ називають *кутовим розподілом* частинок, що виникають у реакції.

Ефективний переріз звичайно вимірюють у барнах чи його похідних: $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$, тому наочно його можна розглядати як ефективну площу мішені, потрапляючи в яку частинки викликають певну реакцію.

Основними характеристиками є втрати енергії і повний пробіг частинок.

Питомими втратами енергії або *лінійною гальмівною здатністю речовини* S називають утрати частинкою енергії на одиницю шляху

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right). \quad (2.6)$$

Прийнято визначати питомі втрати енергії в мегаелектронвольтах на секунду (MeV/c).

Питома іонізація – це кількість пар іонів, які утворюються в речовині на одиниці довжини пробігу.

Питома іонізація U і питомі втрати енергії S пов'язані співвідношенням

$$U = \frac{S}{W}, \quad (2.7)$$

де W – середня енергія, що витрачається на утворення однієї пари іонів.

Гальмівна здатність речовини значно залежить від її густини, тому втрати енергії зручно характеризувати через *масову гальмівну здатність* S_M , яка відповідає питомим утратам енергії в шарі поглинального матеріалу завтовшки в 1 г/см^2

$$S_M = \frac{1}{\rho} S = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (2.8)$$

де ρ – густина речовини. Розмірність масової гальмівної здатності – MeV/c·(г/см²).

Розрізняють атомну S_A і електронну S_e гальмівні здатності

$$S = S_e n Z = S_A \frac{n}{A} \rho Z, \quad (2.9)$$

де n , Z , A – відповідно кількість атомів в одиниці об'єму, заряд ядра і вага атома речовини.

У разі проходження частинки через середовище, яке містить атоми різного виду, гальмівна здатність речовини визначається *правилом Брегга* (композиційний закон Брегга). Тобто, якщо речовина є хімічною сполукою, то її гальмівна здатність складається із гальмівних здатностей кожного хімічного елемента (з відповідним внеском)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i n_i A_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_i, \quad (2.10)$$

де M – молекулярна вага сполуки; n_i – кількість атомів i -го сорту з атомною вагою A_i в одиниці об'єму.

Максимальним пробігом називається товщина шару речовини R , в якому затримуються всі частинки пучка.

Середнім пробігом називається шар речовини $R_{\text{сер}}$, який проходять частинки в середньому

$$R_{\text{сер}} = \frac{\sum N_i x_i}{\sum N_i} = \frac{\int x N(x) dx}{\int N(x) dx}, \quad (2.11)$$

де N_i – кількість частинок, що пройшли шар завтовшки x_i .

Флуктуації довжини пробігу називаються *варіацією пробігу частинок*, або *стреглінгом*.

Для важких заряджених частинок залежність кількості частинок у пучку від пробігу в речовині зображено на рис. 2.1, а. Для легких заряджених частинок вводяться поняття як середнього ($R_{\text{сер}}$), так і максимального пробігу ($R_{\text{макс}}$). Для електронів часто використовується поняття екстрапольованого пробігу ($R_{\text{екстр}}$) (рис. 2.1, б).

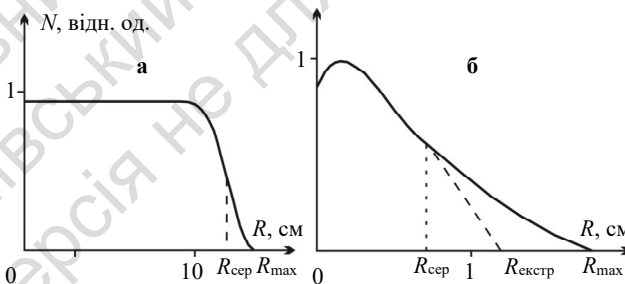


Рис. 2.1. Залежність відносної кількості частинок від глибини проникнення в речовину:

а – протонів та α -частинок; б – електронів

Для нейтронів замість поняття пробігу вводиться поняття ослаблення пучка

$$N = N_0 e^{-\sigma n x}, \quad (2.12)$$

де σ – переріз взаємодії; n – кількість атомів в одиниці об'єму; x – глибина проникнення пучка в середовище.

Аналогічно за експоненціальним законом послаблюється також інтенсивність γ -випромінювання

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (2.13)$$

де μ характеризує речовину і називається *коефіцієнтом поглинання*.

Масовим коефіцієнтом поглинання називається величина

$$\mu_\rho = \frac{\mu}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}. \quad (2.14)$$

Характеристиками пучка частинок є тип частинок, їхня енергія, поздовжній і поперечний імпульси, інтенсивність, просторовий та енергетичний розподіл і часова структура.

Нижче розглядаються процеси взаємодії γ -квантів, заряджених частинок і нейтронів із середовищем. Описуються основні механізми взаємодії заряджених частинок з речовиною – іонізаційне сповільнення, пружне розсіяння, черенковське, синхротронне і перехідне випромінювання, внесок ядерних реакцій; взаємодія γ -квантів з речовиною – фотоэффект, ефект Комптона, утворення електронно-позитронних пар, когерентне розсіяння та ядерний фотоэффект; взаємодія нейтронів з речовиною – ядерні реакції за участю нейтронів.

2.2. Загальна характеристика взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною

Нейтрони, заряджені частинки та γ -кванти під час проходження через речовину зазнають поглинання і розсіяння, що супроводжується збудженням та іонізацією атомів, ядерними реакціями, а також порушеннями структури речовини, які називаються радіаційними дефектами.

Іонізуючим випромінюванням називається будь-яке випромінювання, взаємодія якого з речовиною призводить до створення в ній іонів різних знаків.

Іонізуюче випромінювання поділяється на безпосереднє і побічне. Безпосереднє іонізуюче випромінювання складається із

заряджених частинок, наприклад електронів, протонів, α -частинок, які мають кінетичну енергію достатню для іонізації та у процесі зіткнення вибивають орбітальні електрони з атомів шляхом кулонівської взаємодії. Побічне іонізуюче випромінювання складається з незаряджених частинок, наприклад з нейтронів або фотонів, які створюють іонізуюче випромінювання і/або спричинюють ядерні перетворення. Енергія цих частинок спочатку передається зарядженій частинці (електрону або протону), а потім уже ці заряджені частинки призводять до іонізації атомів і/або викликають ядерні перетворення. До фотонного іонізуючого випромінювання належать:

- γ -випромінювання, яке виникає за зміни енергетичного стану атомних ядер, під час ядерних перетворень або анігіляції частинок;
- гальмівне випромінювання з неперервним енергетичним спектром, яке виникає у разі зменшення кінетичної енергії заряджених частинок;
- характеристичне випромінювання з дискретним енергетичним спектром, яке виникає за зміни енергетичного стану електронів атома.

Прийнято розрізняти первинне і вторинне іонізуюче випромінювання. Під первинним розуміють випромінювання, яке в процесі, що розглядається, взаємодіє із середовищем і є початковим, або береться за нього. Вторинне іонізуюче випромінювання виникає в результаті взаємодії первинного випромінювання з даним середовищем.

За механізмом проходження через речовину іонізуючі частинки умовно поділяються на чотири групи:

- важкі заряджені частинки (альфа-частинки – α , протони – p , дейтрони – d , тритони – t , легкі та важкі іони);
- легкі заряджені частинки (електрони – e^- , позитрони – e^+ , мюони – μ^\pm , π -мезони – π^\pm);
- фотонне випромінювання (рентгенівське та γ -випромінювання);
- нейтрони.

Під час проходження через речовину ядерні частинки взаємодіють з її атомами, тобто з електронами та атомними ядрами (або

нуклонами ядер). Проходження заряджених частинок через речовину (гірські породи) супроводжується різноманітними процесами, включаючи: зіткнення з електронами атома, розсіювання кулонівським полем ядра, ядерними реакціями, а також вторинними ефектами, до яких належить, наприклад, поява γ -квантів у результаті гальмування швидких електронів. Основну роль у всіх процесах відіграє електромагнітна взаємодія заряджених частинок. Роль ядерних взаємодій зазвичай незначна. Це зумовлено тим, що ядерні сили мають малий радіус дії (близько 10^{-13} см), а кількість ядер у речовині значно менша за кількість електронів.

Найбільший практичний інтерес становить інтервал енергій заряджених частинок від декількох кілоелектрон-вольт до 10 МеВ. За такої умови виявляються три основні механізми втрати енергії: *іонізація, збудження і гальмування.*

Велике різноманіття перелічених процесів вимагає окремого розгляду основних видів взаємодії заряджених частинок, нейтронів і γ -квантів із середовищем.

2.3. Взаємодія важких заряджених частинок з речовиною

Загальна схема взаємодії заряджених частинок з речовиною виглядає так (рис. 2.2):

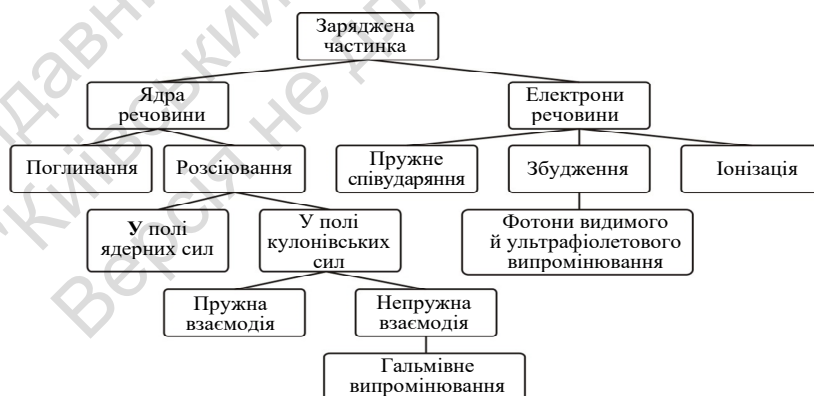


Рис. 2.2. Схема взаємодії заряджених частинок з речовиною

Механізм взаємодії заряджених частинок з поглинальною речовиною полягає в тому, що частинка, пролітаючи через речовину, наче "розштовхує" електрони атома своїм кулонівським полем, за рахунок чого втрачає свою кінетичну енергію, у результаті відбувається іонізація або збудження атома. Тобто заряджені частинки передають свою енергію речовині – вони поглинаються або виходять з речовини з меншою кінетичною енергією, ніж мали її на вході до речовини.

Утрати енергії важкою зарядженою частинкою в речовині відбуваються за взаємодії з її атомами. У загальному випадку у разі зіткнення частинки масою m_a з атомом масою M_A можуть відбуватися різні види реакції:

- $m_a + M_A \rightarrow m_a + M_A$ – пружне розсіяння;
- $m_a + M_A \rightarrow m_a + M_A^*$ – непружне розсіяння зі збудженням атома;
- $m_a + M_A \rightarrow m'_a + M_A^* + m_e$ – непружне розсіяння з іонізацією атома;
- $m_a + M_A \rightarrow m_{a1} + m_{a2} + \dots + M_{a1} + M_{a2} + \dots$ – ядерні реакції;
- інші види (гальмівне випромінювання тощо).

Іонізація атомів це процес перетворення нейтральних атомів середовища під дією іонізуючого випромінювання в електрони та іони. Тобто в цьому процесі з нейтрального атома вибиваються електрони і він стає іоном. Комбінація вибитого електрона та іонізованого атома називається іонною парою. У різних речовинах (гірських породах) на створення іонної пари необхідна енергія близько 30–40 еВ. Ця енергія називається енергією утворення іонної пари ε .

Для кількісної оцінки іонізації атомів вводять поняття *повної іонізації* та *лінійної густини іонізації*.

Повна іонізація N_p – це кількість пар іонів, створених іонізуючим випромінюванням на всьому шляху пробігу в середовищі

$$N_p = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (2.15)$$

де E – енергія іонізуючого випромінювання, еВ; ε – енергія створення іонної пари, еВ.

Лінійна густина іонізації N_L (питома іонізація) – кількість пар іонів, створених іонізуючим випромінюванням на одиниці шляху

$$N_L = \frac{N_p}{R} = \frac{E}{\varepsilon R}, \quad (2.16)$$

де R – лінійний пробіг.

Збудження атомів – механізм утрати енергії, який є наслідком кулонівської взаємодії між зарядженою частинкою та електронами атома. Водночас електрон отримує енергію, недостатню для його вибивання з атома, але достатню для переходу електрона на більш високий енергетичний рівень. Електрон утримується атомом і нейтральність атома не порушується. Цей процес не приводить до створення іонних пар і появи вільних зарядів у речовині. У разі релаксації – переході електрона на попередній енергетичний рівень, генерується характеристичне випромінювання, енергія якого залежить від глибини переходу орбітального електрона. На кожен створену пару іонів під час іонізації атомів припадають два-три збуджені атоми.

Процес утрати частинкою енергії в результаті іонізації та збудження атомів середовища називають *іонізаційними втратами*, або *іонізаційним гальмуванням*. Іонізаційне гальмування характеризується питомими іонізаційними втратами енергії.

Питомими іонізаційними втратами енергії $S_{\text{іон}}$ називаються втрати енергії на одиницю шляху, що відбуваються внаслідок іонізаційного гальмування частинки

$$S_{\text{іон}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}}. \quad (2.17)$$

Для важких заряджених частинок визначальний внесок до гальмівної здатності речовини дають непружні зіткнення частинки з атомами середовища, які призводять до збудження та іонізації атомів. Процеси іонізації виявляються найсуттєвішими за енергії ≥ 10 кеВ на нуклон, тому питомі іонізаційні втрати важких заряджених частинок $S_{\text{важ}}$ у речовині наближено дорівнюють гальмівній здатності

$$S_{\text{важ}} \approx S_{\text{іон}}. \quad (2.18)$$

Радіаційні втрати – механізм втрати енергії, який є наслідком гальмування зарядженої частинки в полі ядра атома речовини.

Результатом такого гальмування частинки є утворення гальмівного випромінювання. Причина виникнення гальмівного випромінювання – кулонівська сила ядра, яка відхиляє заряджену частинку, змінюючи напрямок її руху. Зміна напрямку руху викликає сповільнення зарядженої частинки, водночас змінюється напрямок вектора швидкості й зменшується величина швидкості через утрату енергії. Гальмівне випромінювання є фотонним випромінюванням з неперервним енергетичним спектром. Утрати на гальмівне випромінювання прямо пропорційні енергії зарядженої частинки, квадрату атомного номера речовини (поглинача) і обернено пропорційні квадрату маси зарядженої частинки

Іонізаційні й радіаційні втрати в сумі визначають сповільнювальну (гальмівну) здатність речовини $(dE/dx)_{\text{заг}}$, яка дорівнює зміні середньої кінетичної енергії частинки на одиниці шляху.

2.4. Взаємодія легких заряджених частинок з речовиною

Процес проходження електронів крізь речовину якісно відрізняється від проходження важких заряджених частинок, що перш за все пов'язано з малою масою електрона. З кожним зіткненням з електроном атома в речовині падаючий електрон значно змінює свій імпульс, що призводить до значного відхилення його напрямку руху від початкового, а також до виникнення гальмівних квантів електромагнітного випромінювання. Тому, крім іонізаційних утрат енергії, електрони, рухаючись крізь речовину, значну частину своєї кінетичної енергії витрачають на електромагнітне випромінювання або радіаційні втрати.

Під час проходження позитронів через речовину можливі процеси анігіляції позитронів з електронами речовини. Однак роль ефектів анігіляції незначна і тому втрати енергії електронів і позитронів наближено однакові.

Для електронів характерні два основні механізми втрати енергії:

- іонізаційні втрати енергії (іонізаційне гальмування);
- радіаційні втрати енергії (радіаційне гальмування – випромінювання фотонів за кулонівської взаємодії електронів з електронами атома та ядрами або їхнім магнітним полем).

Утрати енергії на електроядерні реакції (ядерні реакції під дією електронів) за енергій, що використовуються в ядерній геофізиці, мізерні й не розглядаються в цьому розділі.

Повні втрати енергії електронів у середовищі становлять

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{повн}}^e = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{повн}}^e + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{повн}}^e. \quad (2.19)$$

Поглинання β -випромінювання в речовині відбувається наближено за показниковим (експоненціальним) законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.20)$$

де I – інтенсивність β -випромінювання після проходження шару речовини завтовшки x , м; I_0 – первинна інтенсивність β -випромінювання; μ – лінійний коефіцієнт поглинання, м^{-1} .

Інтенсивність β -частинок, які випромінюються товстим шаром, урахувуючи поглинання β -частинок у випромінювальному шарі, можна отримати з виразу

$$I = \frac{I_0}{\mu x} (1 - e^{-\mu x}), \quad (2.21)$$

де I_0 – інтенсивність β -випромінювання без урахування поглинання; x – товщина випромінювального шару.

2.5. Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною

Перехід збудженого ядра – продукту радіоактивного розпаду – до основного (стабільного) стану може відбуватися в один або декілька етапів, які можуть супроводжуватися випромінюванням γ -квантів. До γ -випромінювання відносять електромагнітні хвилі, довжина яких λ менша $n \cdot 10^{-9}$ м. Енергія γ -квантів дорівнює $E_\gamma = h\nu$, де h – постійна Планка, $h = 6,63 \cdot 10^{-27}$ ерг/с, а ν – частота коливань ($\nu = c/\lambda$, де c – швидкість світла, λ – довжина хвилі). Спектр енергій γ -випромінювання деякого радіоелемента *дискретний (лінійчатий)* завдяки тому, що спектр енергетичних рівнів ядра дискретний. Енергія γ -випромінювання природних радіоактивних елементів змінюється від 0,02 до 2,62 МеВ.

На відміну від заряджених частинок γ -кванти не можуть сповільнюватися. Вони завжди рухаються зі швидкістю світла, але

можуть поглинатися або розсіюватися, зменшуючи свою енергію, тобто частоту. Зауважимо, що інтенсивність моноенергетичного пучка γ -квантів, який проходить крізь речовину, зменшується тільки за рахунок електромагнітних взаємодій.

Під час проходження через речовину γ -кванти взаємодіють з ядрами та електронами атомів. Загальну схему взаємодії γ -випромінювання з речовиною наведено на рис. 2.3.

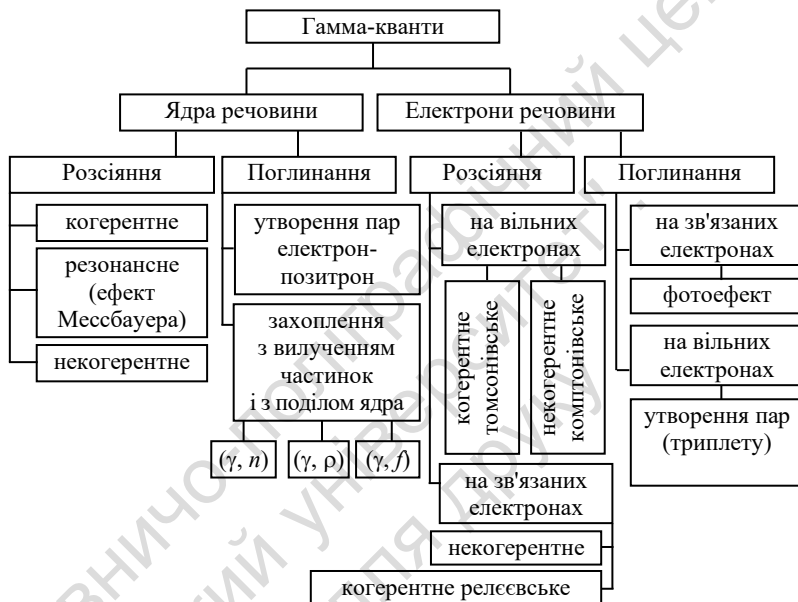


Рис. 2.3. Схема взаємодії γ -випромінювання з речовиною

Процес поглинання γ -квантів може супроводжуватися випусканням заряджених частинок (фотоефект, утворення пар), нейтронів (фотоядерний ефект) і характеристичного рентгенівського випромінювання.

Характеристиками імовірності поглинання або розсіяння γ -квантів є ефективні перерізи процесів поглинання і розсіяння на атомі й на електроні відповідно, а також лінійні й масові коефіцієнти поглинання і розсіяння γ -випромінювання.

Ефективний переріз поглинання або розсіяння на атомі (електроні) чисельно дорівнює імовірності поглинання або розсіяння

γ -кванта на одиниці шляху в речовині, яка вміщує 1 атом (електрон) в одиниці об'єму. Переріз вимірюється в таких одиницях: $\text{м}^2/\text{атом}$ ($\text{см}^2/\text{атом}$), $\text{м}^2/\text{електрон}$ ($\text{см}^2/\text{електрон}$).

Лінійні (σ , м^{-1}) і масові (σ/ρ , $\text{м}^2/\text{кг}$) коефіцієнти поглинання і розсіяння пов'язані з ефективними перерізами на атом і електрон співвідношеннями:

$$\sigma = n_a \cdot \sigma_a = n_a \cdot Z \cdot \sigma_e = n_e \cdot \sigma_e, \quad (2.22)$$

$$\sigma/\rho = n_a \cdot \sigma_a/\rho = n_a \cdot Z \cdot \sigma_e/\rho = n_e \cdot \sigma_e/\rho, \quad (2.23)$$

де n_a , n_e – кількість атомів і електронів в одиниці об'єму з густиною ρ , атомним номером Z і масовим числом A .

Параметри n_a , n_e розраховуються за формулами:

$$n_a = \rho \cdot N_a/A, \quad (2.24)$$

$$n_e = n_a \cdot Z = \rho \cdot Z \cdot N_a/A, \quad (2.25)$$

де N_a – число Авогадро.

Лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ і масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ_m є сумами всіх відповідних парціальних коефіцієнтів для можливих процесів взаємодії рентгенівського та γ -випромінювання з речовиною.

Значення лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання для деяких речовин залежно від енергії γ -квантів наведено в табл. 2.2.

У ході розгляду процесів ослаблення рентгенівського та γ -випромінювання використовують поняття про середній пробіг $r_{\text{сер}}$ γ -квантів і шар половинного поглинання $x_{0,5}$.

Шаром половинного поглинання $x_{0,5}$ називається товщина шару речовини (поглиначка), в якому поглинається половина γ -квантів, що падає на нього. Ця величина визначається виразом: $x_{0,5} = \ln 2/\mu = 0,693/\mu$.

Середнім пробігом $r_{\text{сер}}$ називається середня відстань, яку проходить γ -квант до поглинання. Середній пробіг розраховується за формулою

$$r_{\text{сер}} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} \mu e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}. \quad (2.26)$$

З відомих механізмів взаємодії γ -випромінювання з речовиною основними є: атомне фотоелектричне поглинання (фотоелектр), комптонівське розсіяння (комpton-ефект), утворення електронно-позитронних пар, когерентне розсіяння, ядерний фотоелектр і фотоядерні реакції.

Таблиця 2.2

**Значення лінійного коефіцієнта ослаблення
γ-випромінювання для деяких речовин**

Енергія γ-випромі- нювання, МеВ	Лінійні коефіцієнти поглинання енергії γ-випромінювання, см ⁻¹				
	вода	алюміній	залізо	свинець	повітря
0,03	0,145	2,42	57,305	315,447	0,188
0,04	0,0624	0,905	24,806	150,915	0,0804
0,05	0,0386	0,459	12,482	82,422	0,0486
0,06	0,0302	0,275	7,442	50,04	0,0371
0,08	0,0252	0,142	3,242	22,127	0,0303
0,1	0,025	0,09	1,719	14,51	0,0299
0,15	0,0276	0,076	0,63	12,255	0,0322
0,2	0,0297	0,074	0,382	6,797	0,0344
0,3	0,0318	0,076	0,265	2,825	0,0371
0,4	0,0328	0,077	0,24	1,52	0,0318
0,5	0,0332	0,078	0,231	1,012	0,0387
0,6	0,0328	0,077	0,224	0,77	0,0383
0,8	0,032	0,075	0,214	0,54	0,0372
1	0,031	0,072	0,205	0,434	0,0361
1,5	0,0283	0,066	0,185	0,318	0,033
2	0,026	0,061	0,172	0,28	0,0303
3	0,0227	0,054	0,16	0,276	0,0265
4	0,0205	0,051	0,155	0,287	0,0239
5	0,019	0,048	0,155	0,295	0,0224
6	0,0179	0,048	0,155	0,312	0,0211
8	0,0164	0,045	0,158	0,331	0,0194
10	0,0154	0,044	0,162	0,35	0,0185

2.5.1. Атомне фотоелектричне поглинання (фотоелектр)

Якщо енергія γ-кванта $E_\gamma = h\nu$ трохи більша за енергію зв'язку електрона в атомі, тобто енергії іонізації атома I , то можливий процес повного поглинання γ-кванта атомом. Отже, *фотоелектром* (атомним фотоелектром) називають механізм взаємодії γ-кванта зі зв'язаним електроном, за якого вся енергія γ-кванта передається електрону атома: $\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$.

Фотоелектричне поглинання γ -випромінювання є одним з основних процесів взаємодії γ -квантів з атомами речовини. Цей процес пороговий, у такому випадку його енергетичний поріг визначається мінімальною енергією зв'язку валентних електронів. Електрони в атомі розташовані, як відомо, на різних оболонках, кожній з яких відповідає своя енергія зв'язку електрона з ядром атома. На самій внутрішній оболонці, яку називають K -оболонкою, розміщені два електрони з енергією зв'язку, що приблизно дорівнює $I_K = RZ^2$, де $R = 13,6$ еВ (стала Рідберга), а Z – атомний номер.

За K -оболонкою розташовані L -оболонка, M -оболонка тощо з меншими енергіями зв'язку, які відповідно дорівнюють

$$I_L = \frac{R}{4}(Z - 5) \text{ і } I_M = \frac{R}{9}(Z - 13). \quad (2.27)$$

Найменша енергія зв'язку буде в електронів на периферійних (оптичних) орбітах атома, і тому для оптичних електронів необхідна найменша енергія для вибивання їх з атома (це енергетичний поріг фотоелектру), тобто для них буде найменша енергія іонізації. Гамма-квант поглинається одним атомним електроном, який і вилітає з атома.

Найміцніше зв'язані з атомом електрони мають найбільшу ймовірність поглинання γ -квантів. Фотоелектр можливий лише на зв'язаному електроні. Зауважимо, що вільний електрон не може поглинути фотон (γ -квант) завдяки спільній дії законів збереження енергії та імпульсу, але може отримати частину енергії γ -кванта.

Кінетична енергія електрона E_e , що вилітає під час фотоелектру з атома, дорівнює різниці енергії γ -кванта, потенціалу іонізації I_i та енергії атома віддачі E_A відповідної атомної оболонки

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_A, E_A \ll I_i. \quad (2.28)$$

Під час випускання атомом електрона в результаті фотоелектру на електронних оболонках відбувається перерозподіл електронів – звільнене місце електрона на оболонці K займає електрон оболонки L , місце якого займає електрон оболонки M і так далі. За такого перерозподілу електронів на енергетичних рівнях атом переходить у збуджений стан протягом часу 10^{-8} с і генерує рентгенівське випромінювання, енергія якого менша за енергію збудження K (або L) – рівня на величину енергії зв'язку електрона з ядром і є характерною для кожного хімічного елемента. Цей тип рентгенівського

випромінювання називається *характеристичним*. Воно має лінійчастий спектр енергій. Практичний інтерес для радіоактивних досліджень свердловин становлять енергетичні лінії хімічних елементів E_{a1} (для K – оболонки) і $E_{\gamma 1}$ (для підрівня L_1 оболонки L), які використовуються у рентгенорадіометричному каротажі.

Диференціальний переріз фотоефекту для електронної K -оболонки має вигляд

$$\frac{(\sigma_{\text{фот}})_K}{d\Omega} = 4\sqrt{2}Z^5 \cdot \alpha^5 \cdot r_e^2 \left(\frac{m_e \cdot c^2}{E_\gamma} \right) \sin^2 \theta \times \cos^2 \varphi (1 + 4\beta \cdot \cos \theta), \quad (2.29)$$

де θ – кут між імпульсом γ -кванта p_γ та імпульсом електрона p_e ; φ – кут між площинами (p_γ, p_e) і (E, p_γ) ; E – вектор напруженості електричного поля.

Переріз фотоефекту сильно залежить від заряду атома та енергії γ -кванта (рис. 2.4).

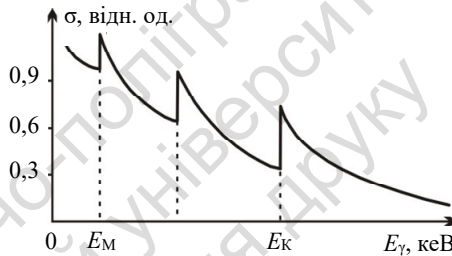


Рис. 2.4. Залежність перерізу фотоефекту (σ) від енергії γ -квантів (E_γ)

Переріз фотоефекту на K -оболонці становить основну частину його повного перерізу, що визначається формулою

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \frac{(2 + \varepsilon)^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon^{\frac{7}{2}}} \cdot \left[\frac{4}{3} + \frac{(\varepsilon^2 - 1)}{2 + \varepsilon} \left(1 - \frac{1}{2(1 + \varepsilon)\sqrt{\varepsilon(2 + \varepsilon)}} \ln \frac{1 + \varepsilon + \sqrt{\varepsilon(2 + \varepsilon)}}{1 + \varepsilon - \sqrt{\varepsilon(2 + \varepsilon)}} \right) \right], \quad (2.30)$$

де $m_e c^2$ – енергія спокою електрона; $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ – класичний радіус електрона; $\varepsilon = h \cdot \frac{v}{m_e} \cdot c^2$; $\alpha = \frac{e^2}{h} \cdot c$ – стала тонкої структури.

Переріз фотоэффекту на K -оболонці за малих енергій γ -квантів $h\nu \ll m_e c^2$ описується виразом

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,09 \cdot 10^{-16} \cdot Z^5 \left[\frac{13,61}{h\nu} \right]^2, \quad (2.31)$$

а за енергій γ -квантів $h\nu \gg m_e c^2$

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 4\pi \cdot r_e^2 \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \frac{1}{\varepsilon} e^{[-\pi \cdot \alpha \cdot Z + 2(\alpha \cdot Z)^2(1 - \ln \alpha \cdot Z)]}, \quad (2.32)$$

або

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{h \cdot \nu}, \quad (2.33)$$

де $h\nu$ – у формулі (2.32) виражається в електрон-вольтах (еВ), а у формулі (2.33) – у мегаелектрон-вольтах (МеВ), переріз $\sigma_{\text{фот}}$ – у см^2 .

Ефективний переріз $\sigma_{\text{фот}}$ можна розрахувати за емпіричною формулою

$$\sigma_{\text{фот}} = \sigma_{\text{фот,Pb}} \left(\frac{Z}{Z_{\text{Pb}}} \right)^5, \quad (2.34)$$

де $\sigma_{\text{фот,Pb}}$ – ефективний переріз фотоэффекту для свинцю, дані про який наведено у спеціальних таблицях.

Для практичних розрахунків лінійного коефіцієнта фотоелектричного поглинання $\sigma_{\text{фот,L}} (\text{м}^{-1})$ у середовищі густиною $\rho (\text{кг}/\text{м}^3)$ для $E_\gamma > I_K$, де I_K – енергія іонізації K -оболонки, може бути використана емпірична формула $\sigma_{\text{фот}} = \rho \cdot C \cdot \lambda^3 - 0,1\rho \cdot D \cdot \lambda^4$, де C і D – коефіцієнти, які залежать від Z (табл. 2.3); λ – довжина хвилі γ -випромінювання, нм. Значення λ (нм) для квантів з енергією E_γ (кеВ) вираховується за формулою $\lambda = 123,4/E_\gamma$.

Таблиця 2.3

Значення коефіцієнтів C і D для деяких речовин

Середовище	Z	C	D	λ , нм	I_K , кеВ
C	6	1,21	0,0183	440,7	0,28
N	7	2,03	0,0396	308,5	0,4
O	8	3,16	0,0774	237,3	0,52
Al	13	14,69	0,8583	79,6	1,55
Fe	26	129	28,41	17,36	7,14
Вода	7,75	2,81	0,06873	235	–
Повітря	7,64	2,77	0,1017	238,6	–

Відносний внесок до сумарного перерізу за рахунок фото ефекту на L -, M - та інших оболонках незначний. Переріз фото ефекту на L -оболонці становить 20 % від величини перерізу на K -оболонці, а на M -оболонці – ~ 5 % перерізу на K -оболонці. Повний переріз фото ефекту наближено становить $1,25 \cdot (\sigma_{\text{фот}})_K$.

Слід зазначити, що гірські породи являють собою середовища, до складу яких входить цілий ряд хімічних елементів, кожен з яких робить свій внесок у поглинання м'якого γ -випромінювання. Для врахування ефекту поглинання кожного з них вводиться спеціальний параметр – ефективний атомний номер $Z_{\text{еф}}$ речовини, під яким розуміють деякий фіктивний хімічний елемент, якому притаманний такий же ефект поглинання, як і для вихідної речовини складної сполуки.

$$Z_{\text{еф}} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^k n_i Z_i^4}{\sum_{i=1}^k n_i Z_i}}, \quad (2.35)$$

де n_i , Z_i – відповідно кількість атомів і порядкові номери елементів у хімічній сполуці; k – кількість елементів у сполуці.

Параметр $Z_{\text{еф}}$ покладений в основу селективного гамма-гамма каротажу.

Основні закономірності фото ефекту:

- імовірність фото ефекту збільшується зі зростанням енергії зв'язку електрона в атомі та за енергії γ -квантів, що незначно перевищує енергію зв'язку електрона в атомі;

- інтенсивність фотоелектронів при $\beta \ll 1$ максимальна в площині, перпендикулярній напрямку руху γ -кванта, а при $\beta \rightarrow 1$ зменшується кут, під яким інтенсивність фотоелектронів максимальна;

- переріз фото ефекту сильно залежить від заряду ядер речовини середовища $(\sigma_{\text{фот}})_K \sim Z^5$ за всіх енергій γ -квантів;

- переріз фото ефекту сильно залежить від енергії $(\sigma_{\text{фот}})_K \approx \frac{1}{3} \frac{1}{E_\gamma^3}$

для $E_\gamma \ll m_e \cdot c^2$ і $(\sigma_{\text{фот}})_K \approx \frac{1}{E_\gamma}$ – для $E_\gamma \gg m_e \cdot c^2$.

Фото ефект особливо характерний для важких речовин, де він має значну імовірність навіть за високих енергій γ -випромінювання. У легких речовинах ($Z < 20$) фото ефект стає помітним лише за

відносно невеликої енергії γ -квантів. Фотоефект є основним механізмом поглинання м'якого γ -випромінювання важкими атомами.

Кутовий розподіл фотоелектронів для нерелятивістського випадку $E_\gamma = m_e \cdot c^2$ має вигляд

$$\varphi(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cdot \cos \theta)^4}. \quad (2.36)$$

Із попереднього виразу випливає, що електрони, які виникають у результаті фотоефекту, розподілені симетрично (за законом $\cos^2 \theta$) відносно напрямку електричного вектора \vec{E} падаючої електромагнітної хвилі.

Зі збільшенням енергії падаючого фотона до $E_\gamma > m_e c^2$ діаграма кутового розподілу фотоелектронів змінюється. Фотоелектрони випромінюються переважно "уперед", тобто кутовий розподіл електронів стає витягнутим уперед.

Звільнене в результаті фотоефекту місце на електронній оболонці заповнюється електроном з оболонки, розміщеної на більш високих енергетичних рівнях. Фотоефект супроводжується характеристичним випромінюванням у результаті переходів електронів на вакантні місця в електронній оболонці атома. Енергія збудження може бути передана електронам зовнішньої оболонки атома. У цьому випадку, крім фотоелектронів з енергією E_e , з'являться електрони з енергією, близькою до енергії зв'язку електрона (т. зв. Оже-електрони). Тому "монохроматичні" фотони створюють лінійчаті спектри фотоелектронів.

2.5.2. Комптонівське розсіяння (комптон-ефект)

Комптонівським розсіянням (комптон-ефектом) називається розсіяння γ -кванта на електроні. Це відбувається, коли енергія зв'язку електрона в атомі набагато менша за енергію падаючого γ -кванта ($E_\gamma \gg E_{зв}$). Тобто комптонівське розсіяння – це розсіяння відносно високоенергетичних γ -квантів на електронах атомів речовини, яке відбувається зі зміною їхньої енергії, що залежить від кута розсіяння, але не залежить від атомного номера. В області, де комптон-ефект є переважним ($0,5 < E_\gamma < 10$ MeV), енергія γ -квантів переважає енергію зв'язку електронів для більшості речовин, і тому зв'язок електрона з ядром практично не впливає на особливості комптонівського розсіяння.

Розрізняють прямий і зворотний комптон-ефекти. Прямим називають процес комптонівського розсіяння на електроні, що перебуває у стані спокою, зворотним – на електроні, що рухається. У прямому комптон-ефекті енергія розсіяного γ -кванта E_γ та електрона віддачі E_e залежно від кута розсіяння θ відповідно визначається з таких співвідношень.

Первинний γ -квант з енергією $E_\gamma = h \cdot \nu$ та імпульсом E_γ/c за взаємодії з електронем (рис. 2.5, 1) відхиляється на кут θ від початкового напрямку. Його енергія змінюється і стає рівною $E'_\gamma = h \cdot \nu'$, а імпульс $\frac{E'_\gamma}{c}$. Електрон отримує енергію: $E_e = E'_\gamma - E_\gamma$, швидкість v , імпульс $\frac{(m_e v)}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (де $\beta = v/c$) і рухається під кутом φ у напрямку руху первинного кванта.

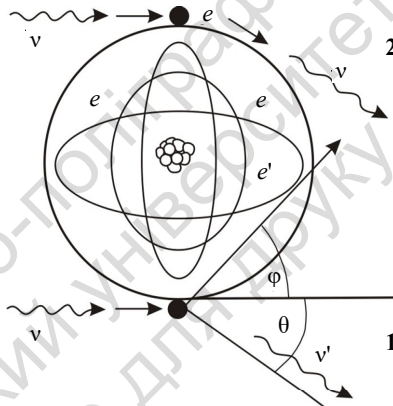


Рис. 2.5. Схема комптонівського (1) і когерентного розсіяння (2) на електронах атома

Параметри розсіяного кванта і електрона визначаються на підставі законів збереження енергії та імпульсу шляхом розв'язку системи рівнянь для проєкцій імпульсів на осі x, y (рис. 2.5, 1)

$$\begin{aligned} \frac{E_\gamma}{c} &= \frac{E'_\gamma}{c} \cdot \cos \theta + \frac{m_e \cdot v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \cos \varphi; \\ 0 &= \frac{E'_\gamma}{c} \cdot \sin \theta + \frac{m_e \cdot v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \sin \varphi. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Енергія розсіяного γ -кванта визначається за формулою Комптона

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (2.38)$$

де $m_e \cdot c^2 = 0,511 \text{ MeV} = 0,819 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ – енергетичний еквівалент маси спокою електрона.

Діапазон кутів розсіяння γ -квантів становить від 0 до 360° .

Розділивши попереднє рівняння на $E_\gamma / (m_e \cdot c^2) \cdot \frac{E_\gamma}{(m_e \cdot c^2)}$, отримаємо (у MeV)

$$\begin{aligned} E'_\gamma &= \frac{E_\gamma \cdot \left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}\right)^{-1}}{\left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}\right)^{-1} + \left(\frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}\right)^{-1} \cdot \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} (1 - \cos \theta)} = \\ &= \frac{m_e \cdot c^2}{\frac{m_e \cdot c^2}{E_\gamma} + (1 - \cos \theta)} = \frac{0,51}{1 + \frac{0,51}{E_\gamma} - \cos \theta}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

За дуже жорсткого γ -випромінювання (E_γ значно більша енергії маси спокою електрона) розсіяні назад γ -кванти ($\theta = 180^\circ$) мають енергію близько $0,25 \text{ MeV}$

$$E'_\gamma = \frac{0,51}{1 + \frac{0,51}{E_\gamma} - \cos \theta} \approx \frac{0,51}{1+1} \approx 0,25 \text{ MeV}. \quad (2.40)$$

За малих енергій первинних γ -квантів енергія розсіяних γ -квантів при $\theta = 180^\circ$ стає ще нижчою. Енергія розсіяних γ -квантів при $\theta = 90^\circ$ завжди нижча, ніж $0,51 \text{ MeV}$ ($\cos 90^\circ = 0$).

Енергія комптонівського електрона визначається за формулою

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}} = E_\gamma \cdot \left[1 + \frac{0,51}{0,51 + E_\gamma \cdot (1 - \cos \theta)} \right]. \quad (2.41)$$

Ця енергія має максимальне значення при $\theta = 180^\circ$ ($\varphi = 0$), водночас напрямок руху електрона збігається з напрямком падаючого γ -кванта. За досить значних енергій фотонів ($E_\gamma \gg 0,51 \text{ MeV}$) енергія вибитих уперед електронів зростає і наближається до значення

$$E_{\text{max}} = E_\gamma \left(1 - \frac{0,51}{0,51 + E_\gamma (1 - \cos \theta)} \right) = E_\gamma - 0,25, \text{ MeV}. \quad (2.42)$$

Кутовий розподіл комптонівських електронів залежить від напрямку руху первинних γ -квантів. Кути вильоту розсіяного γ -кванта θ та електрона віддачі φ пов'язані співвідношенням

$$t\eta\varphi = \left[\frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}} \cdot \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.43)$$

Рух комптонівських електронів обмежений кутами від 0 до $\pm 90^\circ$. Диференціальний переріз комптонівського розсіяння на електроні $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$, віднесений до одиниці просторового кута, отримано на основі квантової електродинаміки й описується формулою Клеймана–Ніщини–Тамма

$$\frac{d\sigma_{\text{комп}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + \varepsilon(1 - \cos \theta))^2} \right) \times \left(1 + \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)((1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)))} \right), \quad (2.44)$$

або

$$\frac{d\sigma_{\text{комп}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right), \quad (2.45)$$

де $r_e = \frac{e^2}{m_e \cdot c^2}$ – класичний радіус електрона; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2}$, E_γ і E'_γ – енергії падаючого і розсіяного γ -квантів відповідно.

Кутовий розподіл γ -квантів у результаті комптонівського розсіяння зі зростанням їхньої енергії стає все більш витягнутим у напрямку руху первинного γ -випромінювання.

Повний переріз комптонівського розсіяння описується аналітичним виразом

$$\sigma_{\text{комп}} = 2\pi r_e^2 \times \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\}. \quad (2.46)$$

У граничних випадках при $\varepsilon \ll 1$ і $\varepsilon \gg 1$ використовують простіші формули, які мають вигляд відповідно

$$\sigma_{\text{комп}} = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{e^4}{m_e^2 \cdot c^4} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26\varepsilon^2}{5} + \dots \right), \quad (2.47)$$

і

$$\sigma_{\text{комп}} = \pi r_e^2 \cdot \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right). \quad (2.48)$$

Як видно із (2.46–2.48) і рис. 2.6, в, за низьких енергій γ -квантів переріз комптонівського розсіяння приблизно постійний, а за високих – пропорційний Z/E_γ .

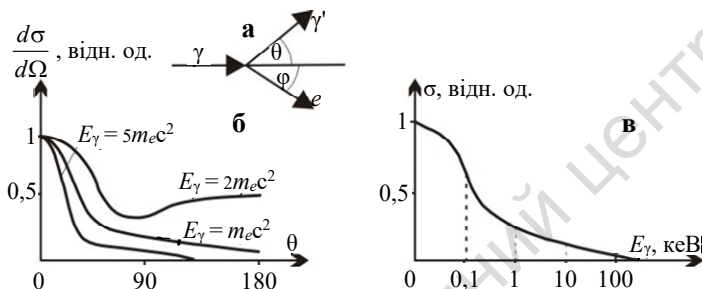


Рис. 2.6. Комптонівське розсіяння γ -квантів:

а – схема комптон-ефекту,

б – залежність диференціального перерізу комптон-ефекту від кута θ ,

в – залежність перерізу комптонівського розсіяння від енергії γ -квантів E_γ

Для елементів з атомними номерами від 2 до 40 ($\frac{Z}{A} \approx 0,5$), що переважно входять до складу гірських порід, лінійний коефіцієнт комптонівського розсіяння $\sigma_{\text{комп}}$ пропорційний густині породи. Ця залежність практично використовується в гамма-гамма-каротажі густини. Комптонівський переріз $\sigma_{\text{комп}}$ не залежить від Z і на відміну від перерізу поглинання γ -квантів у процесі фотоефекту значно повільніше зменшується з ростом енергії γ -кванта.

Основні закономірності комптонівського розсіяння:

- комптон-ефект відбувається як на електроні у стані спокою, так і на електроні, що рухається;
- переріз комптон-ефекту за малих енергій наближено постійний ($\sigma_{\text{комп}} \approx \text{const}$), а за великих він обернено пропорційний енергії падаючого γ -кванта $\sigma_{\text{комп}} \sim \frac{1}{E_\gamma}$;
- переріз комптон-ефекту пропорційний заряду атомів середовища $\sigma_{\text{комп}} \sim Z$;
- монохроматичним γ -квантам, розсіяним на вільних електронах, відповідає неперервний спектр:

а) розсіяних γ -квантів $\frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} < E'_\gamma < E_\gamma$;

б) розсіяних електронів $0 < E_e < \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}$.

2.5.3. Когерентне розсіяння

Когерентним (томпсонівським) розсіянням називається розсіяння електромагнітного випромінювання, за якого його частота до і після взаємодії лишається незмінною (рис. 2.5, 2). Цей процес досліджувався за взаємодії м'якого та жорсткого рентгенівського випромінювання з речовиною.

У випадку розсіяння неполяризованої первинної хвилі на вільному електроні диференціальний переріз розсіяння (отриманий Дж. Томсоном) визначається формулою

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.49)$$

де Ω – тілесний кут, в якому відбувається розсіяння; θ – кут між напрямком імпульсу падаючого і розсіяного γ -квантів. Повний переріз когерентного розсіяння визначається формулою

$$\sigma_{\text{ког}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-22}, \text{ см}^2, \quad (2.50)$$

де $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ – класичний радіус електрона.

У результаті когерентного розсіяння електромагнітного випромінювання виникає дифракційна картина.

Основні закономірності когерентного розсіяння:

- частота та енергія випромінювання лишається незмінною до і після розсіяння;
- диференціальний переріз когерентного розсіяння пропорційний $\cos^2 \theta$;
- переріз когерентного розсіяння не залежить від довжини хвилі падаючого електромагнітного випромінювання.

2.5.4. Утворення електронно-позитронних пар

Утворенням пар називається процес одночасного виникнення електронів і позитронів (e^- , e^+) за взаємодії γ -квантів з кулонівським

полем атомного ядра або (значно рідше) електрона: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$.
Процес утворення пар має сумарну енергію

$$E_{\Pi} = A_{\gamma} - 2m_e c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_e}{M_Z}\right), \quad (2.51)$$

де E_{γ} – енергія γ -кванта; M_Z – маса ядра, якому передається частина енергії поглинутого кванта; m_e – маса електрона; c – швидкість світла.

Утворення електрон-позитронних пар – типова порогова реакція, яка відбувається за енергії γ -кванта $E_{\gamma} \geq E_{\gamma 0}$

$$E_{\gamma 0} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M_Z}\right). \quad (2.52)$$

Утворення пари електрон-позитрон у полі ядра і, як наслідок – поглинання γ -кванта, відбувається починаючи з порогового значення енергії $E_{\gamma 0} = 1,02$ МеВ, що дорівнює сумі енергетичних еквівалентів мас спокою електрона і позитрона.

Напрямок руху пари електрон-позитрон близький до напрямку руху первинного кванта. Утративши енергію, позитрон взаємодіє з електроном атома та анігілює, водночас утворюються два γ -кванти з енергією 0,51 МеВ кожний, які розлітаються в різні боки.

За енергії γ -кванта $E_{\gamma} \gg 2m_e c^2$ перерізи фотоэффекту та комптон-ефекту дуже малі, тому утворення електрон-позитронних пар за високих енергій γ -квантів є основним механізмом поглинання γ -випромінювання.

Баланс енергії в разі утворення електрон-позитронних пар має вигляд

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e c^2 + E_{\text{Я}}, \quad (2.53)$$

де $E_{\text{Я}}$ – енергія ядра віддачі; E_{e^-} і E_{e^+} – кінетична енергія електрона і позитрона; h – стала Планка, ν – частота.

Оцінимо енергію ядра віддачі у разі утворення електрон-позитронної пари. Максимальна величина енергії віддачі буде в тому випадку, коли електрон і позитрон вилітають відносно напрямку руху γ -кванта під кутами 90° і кут між їхніми напрямками руху становить 180° . За такої умови імпульс ядра віддачі дорівнює імпульсу γ -кванта, тобто $h\nu/c = M \cdot v$, де M – маса ядра віддачі; v – його швидкість, а максимально можлива енергія ядра віддачі становить

$$E_{\text{Я}} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}. \quad (2.54)$$

Для γ -квантів з енергіями менше 10 МеВ і для $A > 10$ енергія ядра віддачі $E_{\gamma} < 5$ кеВ.

Енергія γ -кванта розподіляється майже рівномірно між електроном і позитроном. Але з ростом енергії γ -квантів переважним стає асиметричний розподіл енергії. Слід відмітити, що енергетичні спектри електронів і позитронів дещо відрізнятимуться, якщо взяти до уваги, що віддаляючись від ядра (у полі якого створилася пара e^{-}, e^{+}), електрони зазнаватимуть гальмування, а позитрони – прискорення. Цей ефект буде тим більшим, чим більший атомний номер ядра і менша енергія γ -кванта.

Процеси фотоефекту і комптон-ефекту зв'язані із зіткненням γ -квантів з електронами атома, а процес утворення пари e^{-}, e^{+} пов'язаний головним чином із зіткненням γ -квантів з ядром.

Повний переріз утворення пар при $1 < E_{\gamma} < \frac{m_e c^2}{\alpha \cdot Z^3}$ без урахування екранування кулонівського поля ядра електронами атома становить

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} \right], \quad (2.55)$$

де $\varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$, а при $E_{\gamma} \ll \frac{m_e c^2}{\alpha \cdot Z^3}$, що відповідає випадку повного екранування

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{2}{27} \right]. \quad (2.56)$$

Переріз утворення пар (e^{-}, e^{+}) пропорційний квадрату заряду ядер атомів середовища. За малих енергій γ -квантів $m_e c^2 \ll E_{\gamma} < \frac{m_e c^2}{\alpha \cdot Z^3}$ переріз утворення пар пропорційний логарифму енергії $\sigma_{\text{пар}} \sim \ln E_{\gamma}$ (рис. 2.7), причому в полі ядра він більший, ніж у полі електрона наближено в 1000 разів. Зі зростанням енергії $E_{\gamma} > \frac{m_e c^2}{\alpha \cdot Z^3}$ переріз утворення пар, навіть за великих значень, слабо залежить від неї (рис. 2.7).

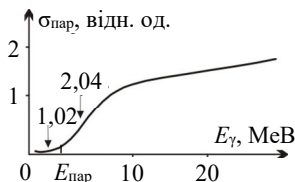


Рис. 2.7. Залежність перерізу утворення електрон-позитронних пар від енергії γ -квантів для різних речовин

За енергії $E_\gamma > 10$ MeV кількість пар, утворених на електронній оболонці легких ядер, становить ~ 1 % від кількості пар, утворених на ядрі. На важких ядрах ця величина сягає ~ 10 %.

Залежність перерізу утворення електрон-позитронних пар від енергії фотона досить складна, але в граничних випадках середніх і великих енергій фотонів вирази мають відносно простий вигляд. Ефективний переріз поглинання квантів з утворенням пар, $m^2/\text{атом}$

$$\sigma_{\text{пар},a} = K \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \cdot 137 = 5,78 \cdot 10^{-30} \cdot K \cdot Z^2, \quad (2.57)$$

де K – коефіцієнт, який залежить від E_γ (табл. 2.4).

Таблиця 2.4

Значення коефіцієнта K залежно від E_γ

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

Лінійний коефіцієнт утворення пар $\sigma_{\text{пар},L}$, (m^{-1}), визначається виразом

$$\sigma_{\text{пар},L} = 3,48 \cdot 10^{-6} \cdot K \cdot \rho \cdot \frac{Z^2}{A}. \quad (2.58)$$

Як уже зазначалося, створення пари (e^- , e^+) може відбуватися не тільки в електричному полі ядра, але й у полі електрона. Переріз утворення пар на електроні порівняно з ядром незначний і становить перші відсотки. У цьому випадку, крім пари електрон-позитрон, приходять у рух і електрон, у полі якого відбувається взаємодія. Це по суті явище створення пари всередині атома, коли один електрон атома поглинає всю енергію віддачі й залишає атом. Це явище називають створенням триплету. Поріг створення триплету становить $E_{\gamma e} = 4m_e c^2 = 2,04$, MeV. Процес народження пари в полі електрона набуває помітного значення лише за $E_\gamma > 6$ MeV.

Отже, γ -квант може перетворитися на пару електрон-позитрон лише в зовнішньому електричному полі, наприклад у полі атомного ядра або в полі електрона, але народження електронно-позитронної пари в кулонівському полі електрона характеризується дуже малим перерізом порівняно з перерізом народження пари в кулонівському полі ядра.

Основні закономірності процесу утворення електронно-позитронних пар:

- за досить високої енергії γ -квантів ($E_\gamma > E_{\text{пар}}$) електрон-позитронні пари утворюються в кулонівському полі ядра або електрона;
- переріз утворення пар пропорційний квадрату заряду для всіх значень енергії: $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2$;
- за енергії γ -квантів $m_e c^2 \ll E_\gamma < \frac{m_e c^2}{\alpha Z^3}$ переріз утворення пар пропорційний логарифму енергії γ -квантів $\sigma_{\text{пар}} \sim \ln E_\gamma$;
- за енергії γ -квантів $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^3}$ переріз утворення пар не залежить від енергії γ -квантів.

2.5.5. Ядерний фотоефект

Ядерний фотоефект – це процес непружної взаємодії γ -квантів з атомними ядрами. Він відбувається за енергій γ -випромінювання, вищих за поріг фотоядерних реакцій, у результаті яких утворюються вторинні частинки: протони (p), нейтрони (n), дейтрони (d), альфа-частинки (α).

Ядро, яке захопило γ -квант, збуджується. Збудження знімається найчастіше випромінюванням нейтрона (γ, n) – γ -нейтронний ефект (фотонейтронний ефект), рідше – випромінюванням протона (γ, p), поділом ядра (γ, f) або іншими ядерними реакціями.

Реакція фотоядерного поглинання характеризується загалом високим енергетичним порогом $E_n > 5$ МеВ, наприклад, для Th та U порогова енергія становить відповідно 6,35 і 5,97 МеВ. Тому в ослабленні γ -випромінювання природних радіоактивних елементів цей вид взаємодії помітної ролі не відіграє. Виняток спостерігається лише за взаємодії γ -випромінювання з ядрами берилію ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ і дейтерію ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$. Порогові енергії цих реакцій E_n відповідно становлять 1,671 і 2,226 МеВ.

Наведені вище фотоядерні реакції використовують у γ -нейтронному каротажі у ході пошуків берилію і встановленні водо-нафтового контакту у нафтових свердловинах.

Переріз ядерного фотоефекту має форму гігантського дипольного резонансу (рис. 2.8). Амплітуда перерізу становить $10 \div 800$ мілібарн ($1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$).

Інтегральна величина перерізу взаємодії γ -квантів з атомними ядрами описується виразом

$$\sigma_{\text{ф,яд}}^{\text{інт}} = \frac{2\pi^2 \cdot e^2 \cdot \hbar}{m_e \cdot c \cdot Z} \approx 60Z, \text{ MeV} \times \text{мбарн}. \quad (2.59)$$

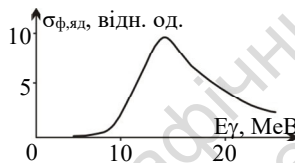


Рис. 2.8. Залежність перерізу ядерного фотоефекту від енергії γ -квантів

В інтервалі енергій $E_\gamma < \frac{m_e \cdot c^2 \cdot Z^{\frac{1}{3}}}{\alpha}$ внесок ядерного фотоефекту до перерізу повного фотопоглинання становить $\sim 1\%$. Для важких ядер і для області енергій γ -квантів $10\text{--}50 \text{ MeV}$ це значення вище 1% .

Основні закономірності ядерного фотоефекту:

- переріз має форму дзвону з максимумом при $E_\gamma = 10\text{--}15 \text{ MeV}$;
- інтегральний переріз пропорційний заряду атомів середовища Z ;
- внесок до перерізу повного фотопоглинання – $\sim 1\%$.

Існує ще один тип фотоядерної реакції, за якої відбувається збудження ядра. Це так звані реакції непружного розсіяння γ -квантів на ядрі, які символічно позначаються (γ, γ') . За непружного розсіяння частина енергії γ -кванта передається збудженому ядру. Розсіяний γ -квант змінює напрямок руху і має меншу енергію. Під дією високоенергетичних γ -квантів деякі ядра згідно з реакцією $A(\gamma, \gamma')A^*$ переходять у метастабільний стан. Це збуджений стан стабільних ядер, які називаються ізомерами. Час життя ядра в збудженому стані зазвичай дуже малий – від декількох пікосекунд ($n \cdot 10^{-12} \text{ с}$) до наносекунд ($n \cdot 10^{-9} \text{ с}$).

Причина утворення метастабільних станів полягає в особливостях їхніх квантово-механічних параметрів – спіну і парності. Більшість ізомерних рівнів мають енергію в інтервалі від 0,1 до 1 МеВ. Відомо, що пряме збудження ізомерних рівнів електромагнітним випромінюванням не відбувається. Тому ядро має бути збудженим до більш високого енергетичного рівня, за розрядки якого вже можливий частковий або повний перехід на ізомерний рівень. Розпад ізомеру відбувається шляхом γ -переходу. Існує близько 40 стабільних ядер, які можуть перебувати в метастабільному стані й розпадаються з різними періодами піврозпаду. Перехід ядер зі збудженого стану в основний відбувається з випромінюванням γ -квантів. Перехід ядер у метастабільний стан відбувається за дії γ -квантів порівняно низької енергії, які не викликають фотоядерної реакції.

Так, на ядрах золота відбувається реакція непружного розсіювання γ -випромінювання на ядрі $^{197}\text{Au}(\gamma, \gamma')^{197\text{m}}\text{Au}$. Ізомер $^{197\text{m}}\text{Au}$ розпадається із $T = 7,2$ с і водночас випромінює γ -квант з енергією $E_\gamma = 279$ кеВ.

Криві перерізу реакції (γ, γ') мають резонансний характер, причому максимум припадає на область енергій біля порогу реакції (γ, n). Величина перерізу реакції (γ, γ') лежить у межах 10^{-31} – 10^{-32} см².

2.5.6. Ядерне резонансне поглинання гамма-квантів і ефект Мессбауера

Ядерний γ -резонанс характеризується різким зростанням імовірності поглинання γ -квантів з енергією, що відповідає енергії збудження ядерних переходів.

Атомні ядра характеризуються дискретними енергетичними станами. Якщо E_r – різниця енергій рівнів A і B , то γ -квант, що випускається під час переходу ядра зі стану B у стан A , має імпульс $P = E_\gamma/c$. На основі закону збереження імпульсу випромінювальне ядро набуває такого ж імпульсу $P = -P$, що відповідає енергії віддачі ядра: $E_R = E_\gamma^2/(2Mc^2)$, де E_γ – енергія реакції, що дорівнює енергії збудження ядра (при випусканні γ -квантів) або енергії γ -кванта (при його поглинанні); M – маса ядра віддачі; c – швидкість світла.

Спостереження ефекту ядерного γ -резонансу можливе лише за наявності перекриття розподілів енергії рівня ядра та енергії γ -кванта. Розподіл енергії рівня ядра описується дисперсійною формулою

$$N(E) = \frac{N_0}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(E-E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.60)$$

де Γ – енергетична ширина рівня γ -лінії; $\Gamma = h/\tau_z$ (h – постійна Планка; τ_z – середній час життя ядра в збудженому стані B); $N(E)$ – кількість випадків з енергією рівня ядра E .

У разі повернення збудженого ядра до попереднього енергетичного стану енергія випущеного кванта $E_\gamma = E_p - E_p^2/(2Mc^2)$, де E_p – енергія резонансу. Коли цей квант поглинається ядром того ж ізотопу, енергія E , що витрачається на збудження атома, менша, ніж E_γ ще на величину $E_\gamma^2/(2Mc^2) \cong E_p^2/(2Mc^2)$, або $E \cong E_p - E_p^2/(Mc^2)$. Тому резонансне поглинання кванта може відбуватися лише у випадку, якщо ширина рівня γ -лінії Γ перевищує $E_p^2/(Mc^2)$. Тобто умова спостереження ядерного γ -резонансу відповідає $\Gamma \geq 2E_R$, що практично не виконується для ядерних переходів. Так, при $E = 23,8$ кеВ для збудженого стану ядра ^{119}Sn енергія віддачі $E_R = 2,6 \cdot 10^{-3}$ еВ, а ширина рівня Γ при $\tau_b = 2,7 \cdot 10^{-8}$ с становить усього $1,6 \cdot 10^{-7}$ еВ, тобто енергія віддачі переважає ширину рівня на декілька порядків ($\Gamma/E_R \approx 10^{-5}$). Описана ситуація характерна для вільного ядра.

Утрати енергії на віддачу можуть бути суттєво зменшені, якщо ядра атома зв'язані в кристалічній решітці. У цьому випадку явище γ -резонансу відомо під назвою ефекту Мессбауера. Якщо ж випромінювальне і поглинальне ядра поміщені в кристалічній решітці твердого тіла, а енергії E_R недостатньо для розриву зв'язку ядра з решіткою і для збудження коливальних рівнів (зазвичай це виконується при $E < 50$ кеВ), то втрата на віддачу практично дорівнює нулю. Це пояснюється тим, що тут віддачу сприймає кристалічна решітка загалом і замість M до останнього виразу має входити маса всього зразка, яку можна вважати практично нескінченною, тобто $M \rightarrow \infty$. Утрати енергії на віддачу стають надзвичайно малими ($E_R = E_\gamma^2/(2Mc^2) \rightarrow 0$), і процеси випромінювання та поглинання можуть відбуватися практично без утрат на віддачу.

Переріз резонансного поглинання γ -квантів на ядрах σ_{pn} визначається виразом

$$\sigma_0 = \sigma_0 \cdot q \cdot f' \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(E_\gamma - E_\gamma) + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.61)$$

де $\sigma_0 = \left(\frac{\lambda^2}{2\pi}\right) \left(\frac{2J_A+1}{2J_A+1}\right) \left(\frac{1}{k_e+1}\right)$ – переріз в умовах точного резонансу ($E_\gamma = E_\gamma$); J_A, J_B – спіни ядра в основному і збудженому станах ядра; λ – довжина хвилі кванта; k_e – коефіцієнт внутрішньої конверсії; q – концентрація ядер, для яких виконується умова резонансу в середовищі; $f' = e^{-2W_{ДВ}}$ – імовірність резонансного поглинання без втрати енергії на віддачу ($W_{ДВ}$ – фактор Дебая–Валера, який залежить від режиму коливальних станів кристала, температури джерела або поглиначя та енергії віддачі вільного ядра).

Імовірність резонансного поглинання f' означає інтервал енергій, в якому проявляється ефект Мессбауера. Він відповідає ширині Γ , яка при $\tau_b = 10^{-9}$ – 10^{-5} с відповідає діапазону енергій 10^{-8} – 10^{-4} еВ.

Спостереження ефекту Мессбауера здійснюється за рахунок зміни енергії γ -кванта відповідно до співвідношення Доплера

$$E'_\gamma = E_\gamma + \frac{v}{c} E_\gamma \cos \varphi, \quad (2.62)$$

де v – швидкість руху джерела відносно поглиначя; φ – кут між напрямком руху джерела і лінією, що з'єднує джерело і поглинач; E'_γ, E_γ – енергія γ -кванта для рухомого і нерухомого джерела.

Відстань між коливальними рівнями решітки збільшується зі зменшенням температури, тому вірогідність ефекту Мессбауера, тобто випускання і поглинання квантів без віддачі, зростає зі зменшенням температури речовини. Сьогодні відомо близько 20 мессбауерівських ядер, але тільки для декількох із них ($^{119}\text{Sn}, ^{57}\text{Fe}, ^{151}\text{Eu}, ^{161}\text{Dy}$) ефект спостерігається за кімнатної температури. У решті випадків потрібна температура рідкого азоту і нижча.

2.5.7. Повний переріз взаємодії гамма-квантів з речовиною

Зважаючи на те, що кожний із процесів взаємодії γ -квантів з речовиною відбувається з певною імовірністю і незалежно один від одного, переріз повного поглинання γ -квантів атомами речовини

складається із суми перерізів основних процесів взаємодії γ -квантів з речовиною – фотоефекту (σ_{ϕ}), комптонівського розсіювання ($\sigma_{\text{комп}}$), утворення електрон-позитронних пар ($\sigma_{\text{пар}}$) і фотоядерних реакцій ($\sigma_{\text{фя}}$)

$$\sigma_{\text{повн}} = \sigma_{\phi} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}} + \sigma_{\text{фя}}. \quad (2.63)$$

На рис. 2.9 подано переріз повного поглинання і внесок у нього основних механізмів поглинання енергії γ -випромінювання.

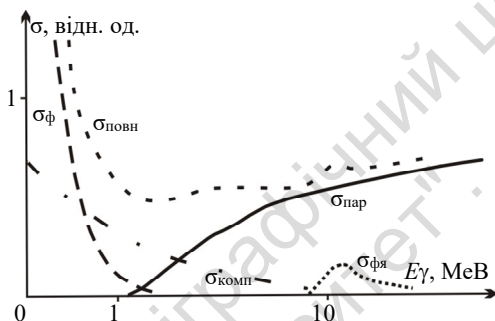


Рис. 2.9. Переріз повного поглинання γ -випромінювання речовиною і внесок у нього основних механізмів передачі енергії

Основну частку до повного коефіцієнта взаємодії в розрахунку на атом (μ_a) вносять перерізи: фотоефекту (для γ -квантів низьких енергій – менше 100–150 кеВ); комптонівського розсіювання (для енергій γ -квантів проміжних діапазонів – сотні кеВ); утворення електрон-позитронних пар у кулонівському полі ядра (для високоенергетичних γ -квантів, $E \geq 1,02$ МеВ).

$$\mu_a = \sigma_{\phi,a} + \sigma_{\text{комп},a} + \sigma_{\text{пар},a}. \quad (2.64)$$

Для практичних розрахунків в ядерній геофізиці використовують також повний лінійний коефіцієнт μ ослаблення γ -випромінювання, що дорівнює сумі лінійних коефіцієнтів $\sigma_{\phi,L}$, $\sigma_{\text{комп},L}$, $\sigma_{\text{пар},L}$ зазначених вище процесів,

$$\mu = \sigma_{\phi,L} + \sigma_{\text{комп},L} + \sigma_{\text{пар},L} \quad (2.65)$$

і має розмірність м^{-1} .

Наближені значення повного лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання (з похибкою не більше 4–5 %) для практичних

розрахунків можуть бути визначені за такими емпіричними формулами:

- в інтервалі енергії $E_\gamma = 0,03 \div 10$ MeB –

$$\mu = \rho \left(K_0 + \frac{K_1}{E} + \frac{K_2}{E} + \frac{K_3}{E} \right) \cdot 10^{-2}, \text{ м}^{-1}; \quad (2.66)$$

- в інтервалі енергії $E_\gamma = 0,3 \div 10$ MeB –

$$\mu = \rho \left(C_0 + \frac{C_1}{E} + \frac{C_1}{E} \right) \cdot 10^{-2}, \text{ м}^{-1} \quad (2.67)$$

де K_i і C_i – коефіцієнти, наведені в табл. 2.5.

Таблиця 2.5
Коефіцієнти для розрахунку повного лінійного коефіцієнта
ослаблення γ -випромінювання

Середовище	K_0	K_1	$K_2, 10^{-6}$	$K_3, 10^{-6}$	C_0	C_1	C_2
$^{12}_6\text{C}$	<u>0,0706</u>	<u>0,0125</u>	<u>-56</u>	<u>9,83</u>	<u>0,0150</u>	<u>0,0582</u>	<u>-0,0097</u>
	0,0706	0,0128	-57	10,5	0,0150	0,0582	-0,0097
$^{29}_{11}\text{Na}$	<u>0,0588</u>	<u>0,0157</u>	<u>-94</u>	<u>30,0</u>	<u>0,0172</u>	<u>0,0508</u>	<u>-0,0080</u>
	0,0588	0,0158	-88	30,0	0,0172	0,0506	-0,0079
$^{27}_{13}\text{Al}$	<u>0,0574</u>	<u>0,0168</u>	<u>-107</u>	<u>43,9</u>	<u>0,0184</u>	<u>0,0496</u>	<u>-0,0076</u>
	0,0581	0,0164	-96	43,0	0,0184	0,0495	-0,0078
$^{28}_{14}\text{Si}$	<u>0,0589</u>	<u>0,0177</u>	<u>-118</u>	<u>55,0</u>	<u>0,0197</u>	<u>0,0502</u>	<u>-0,0076</u>
	0,0607	0,169	-99	52,0	0,0197	0,0502	-0,0075
$^{40}_{20}\text{Ca}$	<u>0,0585</u>	<u>0,0181</u>	<u>-134</u>	<u>129</u>	<u>0,0231</u>	<u>0,0449</u>	<u>-0,0059</u>
	0,0621	0,0170	-103	125	0,0232	0,0447	-0,0056
$^{56}_{26}\text{Fe}$	<u>0,0582</u>	<u>0,0149</u>	<u>-95</u>	<u>230</u>	<u>0,0248</u>	<u>0,0368</u>	<u>-0,0038</u>
	0,0581	0,154	-70	229	0,0248	0,0362	-0,0034
$^{64}_{29}\text{Cu}$	<u>0,0627</u>	<u>0,0118</u>	<u>-45</u>	<u>289</u>	<u>0,0259</u>	<u>0,0333</u>	<u>-0,0026</u>
	0,0610	0,0127	-17	288	0,0259	0,0332	-0,0022
Повітря	<u>0,0644</u>	<u>0,0149</u>	<u>-77</u>	<u>16</u>	<u>0,0158</u>	<u>0,0562</u>	<u>-0,0093</u>
	0,0674	0,0140	-66	15	0,0158	0,0562	-0,0092
Вода	<u>0,0775</u>	<u>0,0143</u>	<u>-67</u>	<u>14</u>	<u>0,0170</u>	<u>0,0633</u>	<u>-0,0106</u>
	0,0779	0,0119	-65	14	0,0017	0,0633	-0,0105
Пісок	<u>0,0613</u>	<u>0,0167</u>	<u>-102</u>	<u>26</u>	<u>0,0178</u>	<u>0,0531</u>	<u>-0,0084</u>
	0,0603	0,0162	-84	33	0,0177	0,0531	-0,0084

Примітка. У чисельнику наведено значення коефіцієнтів без урахування когерентного розсіяння, у знаменнику – з урахуванням когерентного розсіяння.

Характер зміни основних коефіцієнтів ослаблення γ -випромінювання в Al і Pb за різних енергій E_γ показано на рис. 2.10.

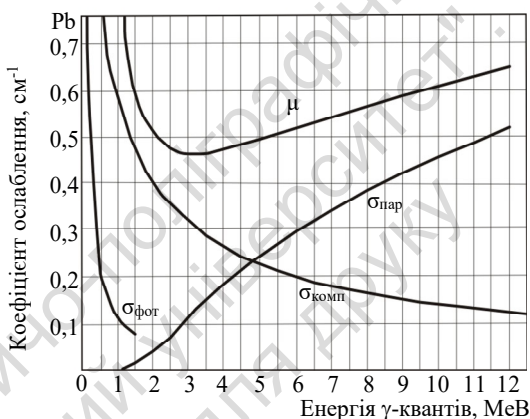
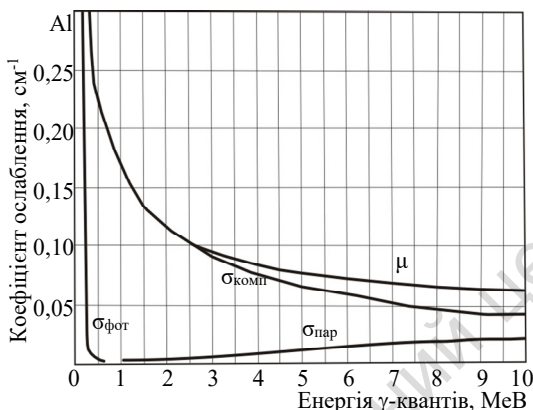


Рис. 2.10. Залежність основних параметрів ослаблення γ -випромінювання в Al і Pb від енергії E_γ

Характерною особливістю енергетичної залежності повного коефіцієнта ослаблення γ -квантів є наявність мінімуму, що відмічається в енергетичній області переважання комптонівського розсіяння. Енергія E_{\min} зменшується з ростом атомного номера елемента і становить, наприклад для заліза і свинцю, 8 і 3,4 MeV відповідно. В умовах резонансу коефіцієнти поглинання і розсіяння різко зростають або, навпаки, падають, порушуюючи плавний хід енергетичних залежностей.

За практичних розрахунків лінійного коефіцієнта ослаблення γ -квантів для будь-якого елемента з густиною ρ і атомним номером A , порядковим номером Z обчислюють окремо $\sigma_{\text{фот}}$, $\sigma_{\text{комп}}$, $\sigma_{\text{пар}}$ за формулами

$$\sigma_{\text{фот}} = \sigma_{\text{фот},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \left(\frac{Z}{Z_i}\right)^m, \quad (2.68)$$

$$\sigma_{\text{комп}} = \sigma_{\text{комп},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \frac{Z}{Z_i}, \quad (2.69)$$

$$\sigma_{\text{пар}} = \sigma_{\text{пар},i} \cdot \frac{\rho}{\rho_i} \cdot \frac{A_i}{A} \cdot \left(\frac{Z}{Z_i}\right)^2, \quad (2.70)$$

де індекс i належить елементам Al або Pb, для яких складено таблиці й побудовано криві $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{комп}}$, $\sigma_{\text{пар}}$, а також $\mu = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}}$; (m установлюють експериментально).

Повний коефіцієнт ослаблення μ для даного елемента отримаємо як суму знайдених величин в описаний раніше спосіб.

Поряд з лінійними коефіцієнтами ослаблення часто використовують масові коефіцієнти ослаблення μ_m

$$\mu_m = \frac{\sigma_{\text{фот},L}}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{комп},L}}{\rho} + \frac{\sigma_{\text{пар},L}}{\rho}, \quad (2.71)$$

де ρ – густина речовини, $\text{кг}/\text{м}^3$ ($\text{г}/\text{см}^3$); μ_m – масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання, $\text{м}^2/\text{кг}$ ($\text{см}^2/\text{г}$).

Зрозуміло, що залежність масового коефіцієнта μ_m від енергії фотонів E_γ подібна залежності $\mu(E_\gamma)$, тобто залежності лінійного коефіцієнта ослаблення від енергії.

Якщо речовина є хімічною сполукою різних атомів або їхньою сумішшю, то її масовий коефіцієнт μ_m ($\text{см}^2/\text{г}$) визначається сумою масових коефіцієнтів $\mu_{m,i}$ окремих складових з урахуванням їхнього вмісту ω_i :

$$\mu_m = \sum_{i=1}^n \omega_i \cdot \mu_{m,i}. \quad (2.72)$$

Основна частина енергії γ -кванта передається фотоелектронам, комптонівським електронам, парам електрон-позитрон. Отримавши імпульс, заряджені частинки витрачають енергію на гальмівне випромінювання, пружні співударя, збудження, іонізацію. Переважна частина іонів на шляху γ -квантів утворюється за рахунок електронів, які виникають за взаємодії γ -кванта з речовиною. У зв'язку із цим можна говорити про середню енергію іоноутворення $E_{\text{іон}}$ під впливом γ -випромінювання, значення якої лежать в інтервалі

28–37 eВ на одну пару іонів. У повітрі для діапазону енергій випромінювання природних радіоактивних елементів середня енергія іоноутворення $E_{\text{іон}}$ становить 34 eВ.

Інтенсивність I моноенергетичного пучка γ -квантів під час проходження тонкого шару однорідного середовища товщиною x зменшується за експоненціальним законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.73)$$

де μ – лінійний коефіцієнт ослаблення, I_0 – інтенсивність випромінювання за $x = 0$ на вході в середовище.

2.6. Взаємодія нейтронів з речовиною

Нейтрон це елементарна частинка, яка входить до складу ядер хімічних елементів, має масу $m_n = 1838,68 \cdot m_e$ (маса протона $m_p = 1836,15 \cdot m_e$; маса електрона $m_e = 0,91095 \cdot 10^{-30}$ кг) і не має електричного заряду (нейтральна). Маса нейтрона більша за масу протона; енергетичний еквівалент різниці мас $n - p$ становить $n - p = n - ({}^1\text{H} - m_e) = n - {}^1\text{H} + m_e = 0,755 + 0,502 = 1,257$ MeВ (оскільки $n - {}^1\text{H} = 0,755$ MeВ). Це зумовлює радіоактивність вільного нейтрона, який має період піврозпаду 11,77 с за схемою: $n \rightarrow p + e + \nu + 0,755$ MeВ.

Завдяки відсутності електричного заряду нейтрони слабо взаємодіють з електронами атомних оболонок. Вони практично вільно проникають крізь електронні оболонки атомів і взаємодіють в основному з ядрами атомів. Електромагнітна взаємодія нейтрона з електронами визначається взаємодією між їхніми магнітними моментами і здебільшого є надзвичайно малою величиною. Ефект від взаємодії магнітних моментів нейтрона та електрона стає помітним у феромагнетиках, коли магнітні моменти електронів орієнтовані однаково.

Проходячи через речовину, нейтрони спричиняють різні ядерні процеси, кожний з яких характеризується своїм ефективним перерізом (імовірністю), що описує мікроскопічні механізми взаємодії. Нейтрони взаємодіють з речовиною шляхом таких механізмів: пружного розсіяння; непружного розсіяння; ядерних реакцій; поділу ядер (це частковий випадок, характерний для важких ядер – U, Th і трансуранових елементів).

Із сукупності всіх мікроскопічних процесів складаються макро-процеси взаємодії нейтронів з гірськими породами – сповільнення, дифузія та поглинання.

Переріз кожної реакції залежить від енергії нейтронів. Енергетична залежність перерізу, що називається функцією збудження реакції, досить складна, але можна виділити інтервали енергій нейтронів, у кожному з яких домінують визначені типи ядерних реакцій. Тому вводиться класифікація нейтронів за енергіями E і зв'язаними з ними величинами – швидкістю v , температурою T та довжиною хвилі λ .

Зв'язок енергії нейтрона E_n і температури T визначається формулою $E_n = k \cdot T$, де k – стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К). Швидкість v (м/с) нейтрона з E_n (eВ) визначається формулою $v = 1,38 \cdot 10^4 \cdot E_n^{\frac{1}{2}}$. Довжина хвилі λ визначається постійною Планка h , масою нейтрона m та його енергією E_n : $\lambda = \frac{h}{(2mE_n)^{\frac{1}{2}}}$.

Дані про енергетичні параметри наведено в табл. 2.6.

Таблиця 2.6

Енергетична класифікація нейтронів

Енергія E_n , eВ	Швидкість, м/с	Температура, °К	Довжина хвилі, м	Клас нейтронів
$< 10^{-7}$	$< 4,4$	$< 0,001$	$< 1,24 \cdot 10^{-4}$	Ультрахолодні
$10^{-7} \div 10^{-4}$	$4,4 \div 138$	$0,001 \div 1,17$	$1,24 \cdot 10^{-4} \div$ $\div 1,24 \cdot 10^{-7}$	Дуже холодні
$10^{-4} \div 0,025$	$138 \div$ $\div 2,18 \cdot 10^3$	$1,17 \div 273$	$1,24 \cdot 10^{-7} \div$ $\div 4,94 \cdot 10^{-10}$	Холодні
$0,025 \div 1$	$2,18 \cdot 10^3 \div$ $\div 1,38 \cdot 10^4$	$273 \div$ $\div 1,17 \cdot 10^4$	$4,94 \cdot 10^{-10} \div$ $\div 1,24 \cdot 10^{-11}$	Теплові
$1 \div 10^3$	$1,38 \cdot 10^4 \div$ $\div 4,36 \cdot 10^5$	$1,17 \cdot 10^4 \div$ $\div 1,17 \cdot 10^7$	$1,24 \cdot 10^{-11} \div$ $\div 1,24 \cdot 10^{-14}$	Надтеплові
$10^3 \div 5 \cdot 10^5$	$4,36 \cdot 10^5 \div$ $\div 9,8 \cdot 10^6$	$1,17 \cdot 10^7 \div$ $\div 5,86 \cdot 10^9$	$1,24 \cdot 10^{-14} \div$ $\div 2,47 \cdot 10^{-17}$	Проміжні
$> 5 \cdot 10^5$	$> 9,8 \cdot 10^6$	$> 5,86 \cdot 10^9$	$> 2,47 \cdot 10^{-17}$	Швидкі

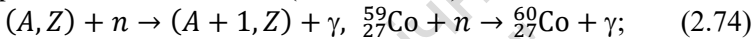
В інтервалі від 0,1 еВ до 100 еВ перерізи багатьох реакцій мають один або декілька резонансів і нейтрони називаються *резонансними*. Перші п'ять груп нейтронів іноді називають повільними.

Довжина хвилі теплових нейтронів близька з розмірами атомів, а швидких – з розмірами ядра. Це викликає дифракційні ефекти за взаємодії нейтронів з речовиною.

2.6.1. Особливості проходження нейтронів крізь речовину

У разі попадання нейтронів у речовину залежно від їхньої енергії можуть відбуватися такі процеси:

- радіаційне захоплення ($E_n \leq 500$ кеВ):



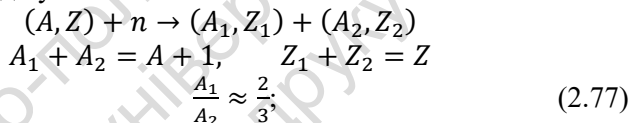
- реакції з утворенням протонів ($500 \text{ кеВ} \leq E \leq 10 \text{ МеВ}$):



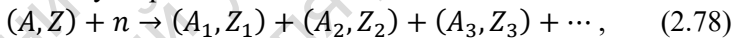
- реакції з утворенням α -частинок:



- реакції поділу:

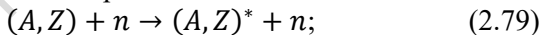


- реакції з утворенням декількох частинок:

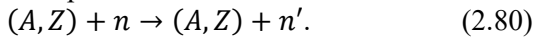


за умови $A_1 + A_2 + A_3 + \dots = A + 1$, $Z_1 + Z_2 + Z_3 + \dots = Z$,
наприклад ${}^{197}_{79}\text{Au} + n \rightarrow {}^{196}_{79}\text{Au} + 2n$;

- непружне розсіяння нейтронів:



- пружне розсіяння нейтронів:



Загальну схему взаємодії нейтронів з речовиною наведено на рис. 2.11.

Ступінь іонізації атомів нейтронами в 10^6 разів менша, ніж зарядженими частинками. Основна витрата енергії нейтрона відбувається за взаємодії з ядрами атомів. Ядерні реакції є цінним

інструментом дослідження ядерного (ізотопного) і відповідно хімічного складу гірських порід.

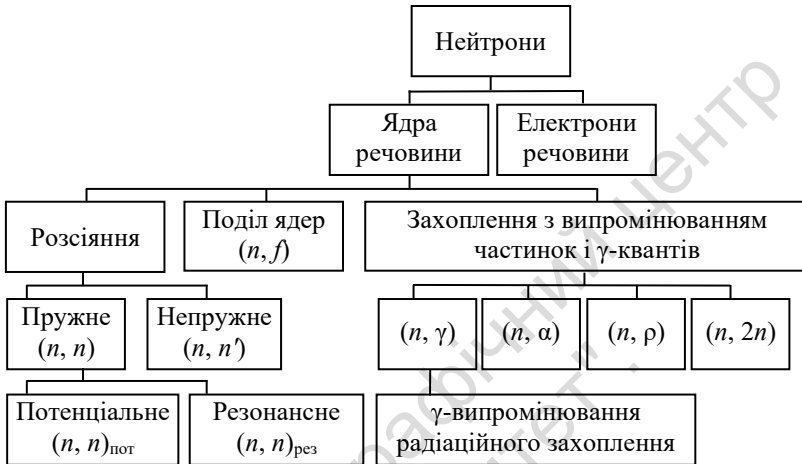


Рис. 2.11. Схема взаємодії нейтронів з речовиною

Процес, пов'язаний із захопленням нейтрона ядром, призводить до цілої низки ядерних перетворень. Отже, у результаті зіткнення нейтрон може бути захоплений ядром зі створенням складеного ядра або просто відхилений в полі ядерних сил.

Якщо речовина однорідна, а нейтрони мають однакову енергію і рухаються в одному і тому ж напрямку, то імовірність участі в ядерній реакції будь-якого типу має бути однаковою для всіх нейтронів і всіх атомів речовини, яку пронизує пучок нейтронів. Це означає, що закон, який кількісно визначає взаємодію між нейтронами та ядрами атомів речовини, має статистичний характер подібно закону радіоактивного розпаду. Кількість нейтронів, для яких відбулася взаємодія з ядрами атомів речовини, пропорційна кількості нейтронів у пучку J_0 , кількості атомів речовини в одиниці об'єму n і довжині шляху пробігу пучка нейтронів у речовині dx

$$dJ = -\sigma \cdot J_0 \cdot ndx. \quad (2.81)$$

В інтегральному вигляді цей процес описується виразом

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\sigma \cdot n \cdot x}, \quad (2.82)$$

де σ – коефіцієнт пропорційності, який називається *ефективним поперечним перерізом ядра* і являє собою ступінь імовірності

даної ядерної реакції. Ефективний поперечний переріз ядра має розмірність м^2 (см^2), а спеціальна одиниця його вимірювання – *барн* становить 10^{-28} м^2 (10^{-24} см^2); n – кількість атомів речовини в одиниці об'єму, розмірність м^{-3} , (см^{-3}); x – товщина речовини, розмірність м (см); J_x – кількість нейтронів, що пройшли шар речовини.

Ефективний поперечний переріз ядра можна зобразити сферою навколо ядра атома з радіусом $r = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$, і тільки нейтрон, що перетинає цю сферу, може вступити в реакцію з ядром. Геометрична інтерпретація ефективного поперечного перерізу як сфери деякої площі є досить умовною і насправді треба вважати величину σ величиною імовірності ядерної реакції, яка залежить від геометричних співвідношень у світі атома і нейтрона.

Кожному ізотопу властиві свої значення σ , різні для різних ядерних реакцій. Отже, існують поперечні перерізи розсіяння σ_s , поперечні перерізи поглинання σ_a , поперечні перерізи поділу σ_f . Усі ці ефективні перерізи змінюються від ізотопу до ізотопу і також залежать від енергії нейтрона.

Повний нейтронний переріз $\sigma_{\text{пов}}$ характеризує сумарну імовірність усіх процесів взаємодії нейтронів з даною речовиною

$$\sigma_{\text{пов}} = \frac{\ln \frac{j_0}{j}}{n \cdot x} = -\frac{\ln k}{n \cdot x}. \quad (2.83)$$

Величина $k = \frac{j}{j_0} = e^{-n \cdot x \cdot \sigma}$ називається проникністю речовини для потоку нейтронів деякої енергії.

Добуток $\Sigma = n \cdot \sigma_{\text{пов}}$ називається повним усередненим макроскопічним перерізом взаємодії нейтронів з гірською породою. Обернена йому величина $l = \frac{1}{n \cdot \sigma_{\text{пов}}}$ ($l = \Sigma^{-1}$) являє собою товщину шару речовини, що ослабляє нейтронний потік в e разів: її називають довжиною вільного пробігу нейтронів у гірській породі.

Гірські породи є досить різноманітними за складом речовинами, і розрахувати аналітичними методами всі можливі їхні взаємодії з нейтронами надзвичайно важко. Тому повний нейтронний переріз $\sigma_{\text{повн}}$ визначають експериментальним шляхом – у ході дослідження ослаблення потоку нейтронів зразком даної породи.

На рис. 2.12 для прикладу наведено залежність довжини вільного пробігу нейтронів від їхньої енергії для вапняків у різному ступені водонасичення. Чим менша водонасиченість, тим загалом більша довжина вільного пробігу нейтронів. Нелінійність залежності довжини вільного пробігу нейтронів від їхньої енергії зумовлений резонансним поглинанням.

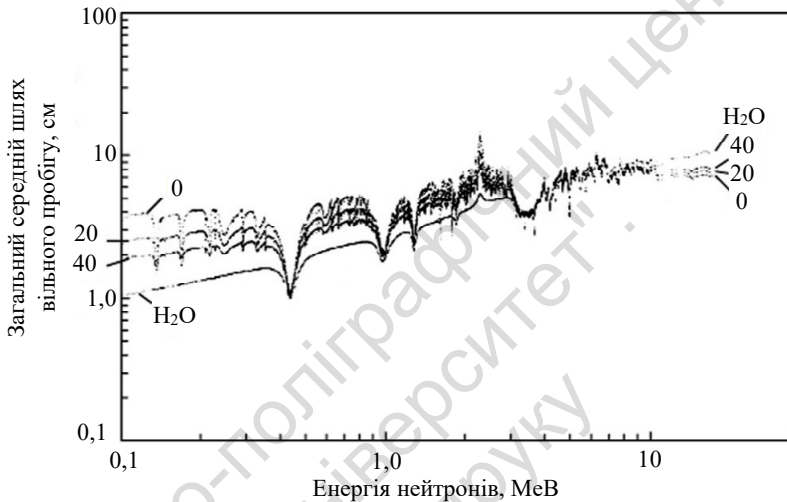


Рис. 2.12. Довжина вільного пробігу нейтронів у вапняках різної пористості та водонасичення як функція енергії нейтронів (за Darwin V. Ellis)

Експериментальні дослідження величини ефективного поперечного перерізу поглинання нейтронів σ_a , проведені для досить значного переліку кола ізотопів, показали, що для більшості ядер крива залежності σ_a від енергії нейтронів складається із трьох частин. В області малих енергій нейтрона σ_a обернено пропорційний швидкості нейтрона v – це так звана область $1/v$.

За збільшення енергії настає резонансна область зміни σ_a , яка характеризується наявністю резонансних піків – для деяких значень енергії нейтрона ефективний поперечний переріз деяких ядер різко збільшується, а потім знову спадає. Деякі ізотопи ма-

ють тільки один резонансний пік, інші – два і більше. У резонансній області для вузьких меж зміни величини енергії нейтрона ефективний поперечний переріз поглинання зростає дуже різко, іноді в сотні й тисячі разів.

Приклад такої залежності $\sigma_a = f(E_n)$ подано на рис. 2.13.

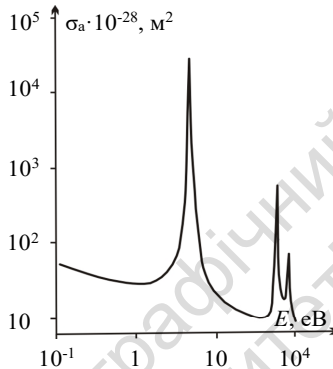


Рис. 2.13. Графік зміни ефективного поперечного перерізу поглинання нейтронів ядрами золота в резонансній області

За резонансною областю (область швидких нейтронів) ефективний поперечний переріз поглинання нейтронів зазвичай зменшується зі збільшенням енергії нейтрона. Однак слід зазначити, що багато ядер мають резонансні піки і в області швидких нейтронів. Крім того, більшість легких ядер і деякі важкі не мають резонансного поглинання. Поперечні перерізи поглинання для цих ядер (за небагатьма винятками) за порядком величини приблизно такі ж, як перерізи розсіювання, а для дуже обмеженого кола елементів, що застосовуються як уповільнювачі та теплоносії ядерних реакторів, переріз поглинання для теплових нейтронів становить десятки, соті та навіть тисячні частки барна ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$).

2.6.2. Радіаційне захоплення нейтронів

Завдяки сильній (ядерній) взаємодії з ядром загалом або з окремими його нуклонами може відбуватися радіаційне захоплення нейтрона (непружне зіткнення з ядром), у результаті якого частина кінетичної енергії витрачається на розрив ядерних зв'язків

і відбувається збудження ядра з наступним випромінюванням γ -квантів, заряджених частинок або нейтронів. Радіаційне захоплення можливе для будь-яких стабільних ядер, які зазнають нейтронного опромінювання, за винятком ядра ${}^4\text{He}$. Процеси радіаційного захоплення притаманні нейтронам будь-яких енергій.

Залежно від механізму взаємодії ядерні реакції поділяються на прямі (однотадійні) й такі, що відбуваються з утворенням складеного ядра (двотадійні).

Прямі реакції інтенсивно відбуваються за дії нейтронів з енергією більше 10 МеВ. Це "швидкі" реакції, час їхньої дії дорівнює наближено часу прольоту нейтрона через ядро, що становить $\sim 10^{-21} \div 10^{-22}$ с. Кутовий розподіл утворених ядерних частинок – продуктів прямої реакції, має значну асиметрію. Ці частинки рухаються зазвичай у тому ж напрямку, що й первинний нейтрон. Первинний нейтрон передає частинці, що вилітає, більшу частину свого імпульсу.

В області енергій $E_n \leq 10$ МеВ переважає механізм непружної взаємодії, що супроводжується захопленням нейтрона зі створенням складового (або компаунд-ядра) ядра з енергією збудження

$$E^* = \frac{M_{\text{я}}}{M_{\text{я}} + m_n} E_n + \varepsilon_n, \quad (2.84)$$

де $M_{\text{я}}$ – маса ядра; m_n – маса нейтрона; ε_n – енергія зв'язку нейтрона у складовому ядрі; E_n – кінетична енергія нейтрона до зіткнення.

У більшості ядер енергія зв'язку нейтрона становить $7 \div 8$ МеВ, тому створене в результаті радіаційного захоплення нейтрона ядро має значну енергію збудження.

Внесена нейтроном енергія розподіляється практично порівну між нуклонами складового ядра за час $\sim 10^{-15}$ с. Рівномірність розподілу внесеної нейтроном енергії зумовлює ізотропний кутовий розподіл утворених ядерних частинок. Збуджене ядро знижує свою енергію шляхом випромінювання γ -квантів, заряджених частинок, нейтронів або поділу на два уламки. Такий перехід ядра завершується через деякий час ($\sim 10^{-9}$ с) після захоплення нейтрона. Час захоплення нейтрона – $\sim 10^{-22}$ с.

2.6.2.1. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням гамма-квантів

Для повільних нейтронів ефективний переріз захоплення більший, ніж для швидких нейтронів, і найбільш характерною є реакція (n, γ) з випромінюванням γ -квантів.

На рис. 2.14 наведено схему сповільнення і радіаційного захоплення теплових нейтронів.

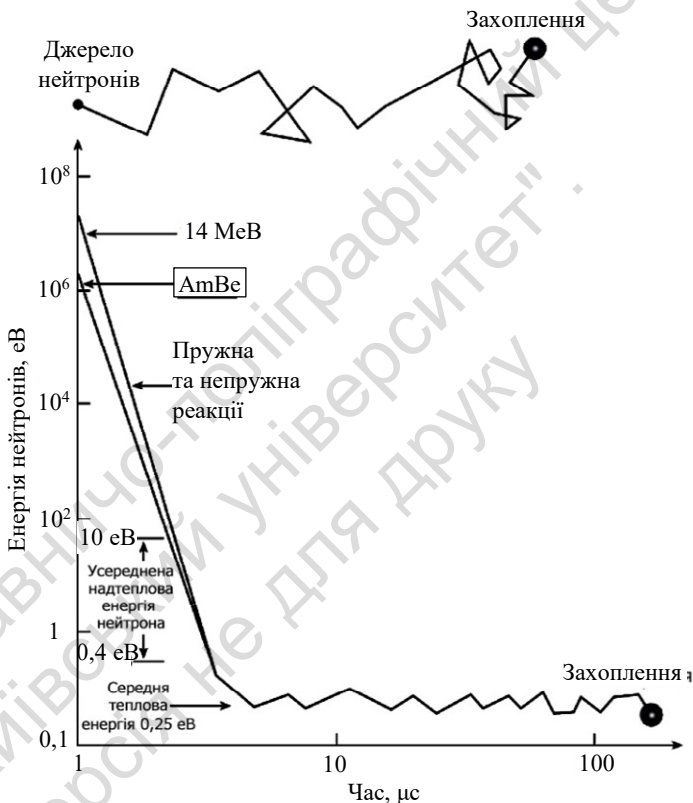


Рис. 2.14. Схема уповільнення і радіаційного захоплення теплових нейтронів (за Darwin V. Ellis)

На рис. 2.15 наведено схему формування енергетичного спектра γ -квантів, що випромінюються під час радіаційного захоплення теплових нейтронів.

Зняття збудження відбувається або прямим переходом на основний рівень ядра, або каскадним переходом між проміжними рівнями збудження. За прямого переходу випромінюються γ -кванти з великою енергією, а під час каскадного – з меншими енергіями, що відповідають переходам між проміжними рівнями збудження (рис. 2.15). Спектр γ -випромінювання після захоплення теплового нейтрона досить складний (рис. 2.15). Він відбиває структуру енергетичних рівнів ядра, що утворилася в результаті приєднання нейтрона. Оскільки кожне ядро характеризується власною (тільки йому притаманною) структурою рівнів збудження, то за γ -випромінюванням радіаційного захоплення можна ідентифікувати елементи, ядра яких беруть участь у поглинанні нейтронів. Це явище використовується у спектрометричному нейтронному γ -каротажі.

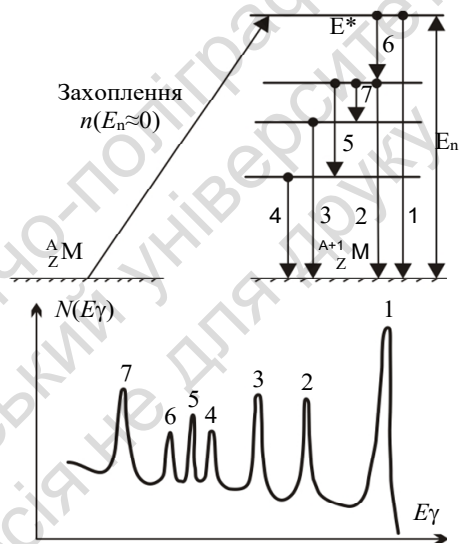


Рис. 2.15. Схема формування енергетичного спектра γ -квантів радіаційного захоплення теплових нейтронів (цифрами позначено переходи за зняття збудження ядра $^{A+1}_Z M$ і відповідні їм рівні γ -ліній в енергетичному спектрі)

Переріз захоплення повільних нейтронів у резонансній області описується формулою Брейта–Вігнера

$$\sigma_p(n, \gamma) = g \cdot \pi \cdot \bar{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_{\text{рез}})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (2.85)$$

де $E_{\text{рез}}$ – енергія рівня; E_n – енергія нейрона; Γ_n – енергетична ширина рівня збудження (нейтронна); Γ_γ – енергетична ширина рівня збудження (радіаційна); Γ – повна ширина рівня збудження складового ядра; $\bar{\lambda}_n$ – довжина хвилі нейтрона ($\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi}$).

Спіновий множник g є імовірністю утворення $2J+1$ станів складового ядра зі спіном s за взаємодії повільних нейтронів із $l = 0$ і спіном $s_n = \frac{1}{2}$ та ядра мішені зі спіном

$$I: g = \frac{2J+1}{(2S_n+1)(2I+1)}.$$

Періоди піврозпаду T радіонуклідів, що утворюються в результаті реакції (n, γ) , становлять від часток секунди до декількох років. Наприклад, T нукліда ^{28}Al , утвореного в результаті реакції $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$, становить 2,3 хв, а ^{60}Co , утвореного в результаті реакції $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ – 5,25 року.

Зазначену властивість цих та інших хімічних елементів покладено в основу їхнього виділення активаційним γ -каротажем.

Дані про переріз радіаційного захоплення теплових нейтронів основних породотвірних і рідкісних елементів наведено в табл. 2.7.

Слід зауважити, що у водню $\sigma_{n,\gamma} = 0,332$ барн (у 100 разів менше, ніж у хлору), а хлор, у свою чергу, при радіаційному захопленні швидких нейтронів дає у 2,3 раза більше радіаційних гамма-квантів, ніж водень. Ці властивості зазначених елементів використовуються для визначення водонафтового контакту у свердловині методами нейтронного гамма-каротажу та нейтрон-нейтронного каротажу.

Суттєва особливість реакції (n, γ) полягає в тому, що порівняно з породотвірними елементами багато рідкісних (включаючи благородні) металів захоплюють нейтрони набагато інтенсивніше. Ця властивість рідкісних елементів використовується для їх визначення у свердловині нейтрон-нейтронним методом каротажу. Тому значення реакції радіаційного захоплення в ядерній геофізиці досить важливе. Багато методик елементного аналізу порід і руд оснований на вимірюванні γ -випромінювання ядер після реакції (n, γ) (табл. 2.8).

Таблиця 2.7

Переріз радіаційного захоплення теплових нейтронів ($\sigma_{\text{всг}}$)
для породотвірних і деяких рідкісних елементів

№	Елементи	А	Середня атомна маса од. ат. маси	$\sigma_{\text{всг}}$	переріз середнього атомного поглинання барн	$\sigma_{\text{м}}$	мас-нормалізований переріз поглинання см ² /г	$A_{\text{м}}$	мас-нормалізований хлор-еквівалент поглинання б.р.
1	Водень	1,008		0,322		0,198		0,352	
2	Кисень	16		0,00027		0,0000102		0,000018	
3	Нагрій	23,0		0,530		0,0139		0,0246	
4	Магній	24,3		0,063		0,00156		0,00459	
5	Алюміній	27		0,230		0,00513		0,0091	
6	Кремній	28,1		0,16		0,0034		0,0061	
7	Калій	39,1		2,10		0,0323		0,0573	
8	Кальцій	40,1		0,43		0,00646		0,0115	
9	Залізо	55,9		2,55		0,0275		0,0488	
<i>Рідкісні елементи</i>									
10	Літій	6,94		70,7		6,14		10,9	
11	Скандій			26,5					
12	Кобальт			37,2					
13	Срібло	108		63,6		0,355		0,630	
14	Кадмій	112		2450		13,1		23,3	
15	Індій			193,5					
16	Цезій	133		29		0,131		0,233	
17	Неодим			50,5					

Закінчення табл. 2.7

№	Елементи	А		$\sigma_{m\gamma}$		σ_m		A_m	
		Середня атомна маса од. ат. маси	переріз середнього атомного поглинання барн	мас-нормалізований переріз поглинання см ² /г	мас-нормалізований переріз поглинання б.р.	мас-нормалізований переріз поглинання см ² /г	мас-нормалізований переріз поглинання б.р.		
18	Самарій	150	5800	23,3	41,2				
19	Європій	152	4600	18,2	32,3				
20	Гадоліній	127	49000	188	333				
21	Тербій	163	25,5						
22	Диспрозій	163	930	3,45	6,11				
23	Ербій		162						
24	Лютецій		77						
25	Гафній		102						
26	Тантал		21						
27	Вольфрам		18,5						
28	Реній		88						
29	Іридій	192	426	1,345	2,37				
30	Золото		98,8						
31	Ртуть		375						
32	Торій		7,4						
33	Уран		7,6						
34	Бор	10,8	759	42,3	75				
35	Хлор	35,45	33,2	0,564	1				
36	Сірка	32,1	0,520	0,00977	0,0173				
37	Вуглець	12	0,0034	0,00017	0,00030				

Таблиця 2.8

Елемент	Характеристики основних породотвірних елементів [47]						Теплові нейтрони $E = 0,025$ eВ			
	Середня щільність ядер у породі $N \cdot 10^{22}/\text{см}^3$		Швидкі нейтрони $E = 14,1$ MeВ				Імовірність розсіювання	Імовірність поглинання		
	Осадкові породи	Карбонатні породи	Термігенні породи	Порі непружності, MeВ	Імовірність пружного розсіювання	Імовірність непружного розсіювання	Імовірність поглинання	Імовірність поглинання		
O	49,13	5,270	4,960	4,930	6,44	0,595	0,196	0,209	1,0	0
Si	26,00	1,360	0,058	1,490	1,90	0,552	0,254	0,287	0,91	0,09
Al	7,45	0,617	0,013	0,680	0,86	0,435	0,453	0,111	0,856	0,144
Fe	4,20	0,095	0,006	0,113	0,86	0,530	0,402	0,068	0,808	0,192
Ca	3,25	0,101	1,360	0,069	4,55	0,367	0,174	0,189	0,872	0,128
Na	2,40	0,046	0,004	0,061	0,46	0,457	0,402	0,141	0,883	0,117
K	2,35	0,094	0,005	0,059	2,60	0,557	0,196	0,247	0,417	0,58
Mg	2,35	0,088	0,370	0,082	1,42	0,285	0,3633	0,319	0,983	0,017
H	1,00		0,060	1,000		1,0	0	0	0,984	0,016
C		0,133	1,620	0,012	4,80	0,586	0,351	0,063	1,0	0

2.6.2.2. Радіаційне захоплення нейтронів з випромінюванням нейтронів і заряджених частинок

Процес захоплення нейтронів притаманний також і швидким нейтронам. Водночас відбуваються реакції типу (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$, які зазвичай є пороговими. Тобто під дією нейтронів з енергією E_n 0,5–10 МеВ захоплення нейтрона ядром часто супроводжується випромінюванням протонів, α -частинок і нейтронів. Чим більша енергія нейтронів, що бомбардують речовину, тим більша різноманітність можливих ядерних реакцій.

Порогова енергія реакції $(n, 2n)$ для більшості речовин становить від 7 до 20 МеВ. Прикладом таких ядерних реакцій є $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$, $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ з порогоми відповідно ~ 20 МеВ та ~ 12 МеВ. У важких ядер поріг реакції менший, наприклад для $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ він становить 8,1 МеВ. Високий поріг реакцій типу $(n, 2n)$ і подібних до них пояснюється тим, що для вивільнення з ядра двох нуклонів необхідно затратити енергію, яка має бути більшою подвоєної енергії зв'язку нуклона в ядрі.

Цікавим винятком є реакція $(n, 2n)$ на ядрі берилію: $^9\text{Be}(n, 2n)^8\text{Be}$, поріг якої близько 2 МеВ. Реакція $(n, 2n)$ на важких ядрах домінує як непружний процес взаємодії швидких нейтронів із цими елементами. Так, відношення перерізів реакції $(n, 2n)$ до всіх непружних процесів взаємодії швидких нейтронів з ядрами кадмію, танталу, золота, свинцю та вісмуту становить відповідно

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Cd} = 1,01 \pm 0,08;$$

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Ta} = 1,11;$$

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Au} = 1,07 \pm 0,08;$$

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Pb} = 1,07 \pm 0,08;$$

$$\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,x}} \text{Bi} = 1,02 \pm 0,08,$$

де $\sigma_{n,x}$ – сумарний переріз усіх непружних процесів взаємодії швидких нейтронів, крім реакції $(n, 2n)$.

Хід перерізу реакції $(n, 2n)$ в області важких ядер загалом задовільно описується статистичною теорією ядра, хоч в окремих

випадках спостерігаються суттєві відмінності між теорією та експериментом.

Переріз реакції $(n, 2n)$ для легких ядер значно менший, ніж для важких, що пояснюється конкуренцією між реакціями $(n, 2n)$ і (n, p) , (n, α) для легких ядер. Реакція $(n, 2n)$ конкурує також з непружним розсіянням нейтрона.

За енергії падаючого нейтрона, меншій 8–10 МеВ, другий нейтрон може не випромінюватись з ядра. Водночас існує дуже висока імовірність прямого γ -випромінювання (реакція (n, n^γ)) або створення ізомеру в результаті реакції (n, n') . Прикладом першої взаємодії (n, n^γ) є ядра ^{12}C , ^{56}Fe , другої (n, n') – ізомери $^{89\text{m}}\text{Y}$, $^{197\text{m}}\text{Au}$, $^{107\text{m}}\text{Ag}$ та ін.

Ядра – продукти реакції $(n, 2n)$, як правило, радіоактивні, що використовується в одному з різновидів нейтронно-активаційного методу вивчення елементного складу гірських порід і руд, основаному на взаємодії швидких нейтронів з речовиною.

Як уже зазначалося, випромінювання ядром заряджених частинок відбувається за взаємодії швидких нейтронів з речовиною. Таке випромінювання утруднюється кулонівським потенціальним бар'єром, тому реакції типу (n, p) , (n, α) мають значні перерізи на легких ядрах, у яких кулонівський бар'єр незначний. Крім того, за досить великої енергії нейтронів зарядженій частинці може передаватись енергія, достатня для подолання навіть високого кулонівського потенціального бар'єра важких ядер. "Висота" кулонівського потенціального бар'єра визначається виразом: $U_k = z \cdot Z \cdot e^2 / R$, де z – "кількість зарядів" частинки; Z – атомний номер ядра; e – заряд електрона; R – радіус ядра.

Чим важче ядро, тим вищий кулонівський бар'єр і тим менш імовірні реакції типу (n, p) , (n, α) . Більшість реакцій з випусканням заряджених частинок – ендотермічні (відбуваються з поглинанням енергії). Але є винятки. Наприклад, (n, p) -реакції $^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$ ($Q = 0,2$ МеВ); $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ ($Q = 0,4$ МеВ) відбуваються з виходом енергії, тобто є екзотермічними. До екзотермічних належить також реакція $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, яка має енергію $E \sim 0,6$ МеВ, відбувається у верхніх шарах атмосфери і використовується для визначення абсолютного віку гірських порід і геологічних об'єктів.

Особливе місце посідають реакції типу (n, p) , (n, α) на деяких легких ядрах. У таких ядрах кулонівський бар'єр настільки малий, що реакція з великою ймовірністю відбувається і під час дії теплових нейтронів. Прикладом таких реакцій є: ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ (енергія реакції $E = 0,77$ МеВ); ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ (енергія реакції $E = 4,78$ МеВ), ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ ($E = 2,78$ МеВ). Ці реакції використовуються для реєстрації теплових нейтронів. Поперечні перерізи цих реакцій досить високі (900 і 4000 барн відповідно).

Важливу роль в ядерній геофізиці відіграє реакція ${}^{19}\text{F}(n, \alpha){}^{16}\text{N}$, порогова енергія – $E_{\text{пор,н}}=1,6$ МеВ). Вона використовується для визначення вмісту фтору в гірських породах.

2.6.2.3. Радіаційне захоплення нейтронів з наступним поділом важких ядер

Суттєве значення в ядерній енергетиці, а також в ядерній фізиці має реакція (n, f) поділу важких ядер під дією нейтронів. У цьому процесі важкі ядра, захоплюючи нейтрони, діляться на два уламки.

Ядра ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ діляться під дією теплових нейтронів, ядра ${}^{238}\text{U}$ – під дією швидких нейтронів. Ефективне значення енергії нейтрона, за якої відбувається поділ ядер, називають *енергетичним порогом поділу* (*порогом поділу*). У ізоотопів урану та транс-уранових елементів поділ є одним з головних процесів, що супроводжує захоплення нейтрона. Здатність до поділу у природних ізоотопів урану (${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$) суттєво різна (рис. 2.16). Переріз поділу $\sigma_{n,f}$ для ${}^{235}\text{U}$ швидко збільшується зі зменшення енергії нейтрона. Ізотоп ${}^{238}\text{U}$ ділиться лише швидкими нейтронами, переріз реакції поділу має енергетичний поріг за енергії нейтронів $\approx 1,0$ МеВ.

Переріз поділу ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ на швидких нейтронах не перевищує $1,5 \cdot 10^{-28}$ м², тоді як переріз поділу ${}^{235}\text{U}$ тепловими нейтронами в тисячу разів більший. Тобто основний внесок у реакцію поділу робить ${}^{235}\text{U}$.

Уламки важких ядер перебувають у збуджених станах. Енергія збудження уламків зменшується в результаті випромінювання ними нейтронів (миттєві або вторинні нейтрони поділу).

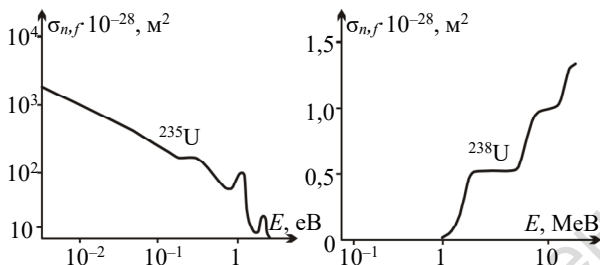


Рис. 2.16. Енергетична залежність перерізу реакції природних ізотопів урану

Середня кількість вторинних нейтронів, що випромінюються під час реакції поділу ядер тепловими нейтронами, становить $\nu = 2,4$ і змінюється зі збільшенням енергії нейтронів, що викликають це явище.

Так, для ^{235}U кількість миттєвих (вторинних) нейтронів поділу ν змінюється від 2,4 до 4,5 при збільшенні енергії первинних нейтронів від теплових до 14 MeV.

В окремих випадках ($\approx 2\%$ відносно загальної кількості поділів ^{235}U) збуджені ядра за β -розпадів також випромінюють нейтрони (запізнілі нейтрони). Емісія нейтронів зі збуджених ядер – процес швидкий ($\sim 10^{-16}$ с), але він запізнюється відносно моменту поділу важкого ядра на час, який може становити від частини секунди до десятків секунд. Таких нейтронів декілька груп. Кожна з них запізнюється відносно моменту поділу важкого ядра на певний час. Загальний вихід усіх груп запізнілих нейтронів поділу ^{235}U тепловими нейтронами в 1580 разів менший від кількості миттєвих нейтронів.

Коли енергія збудження уламків ядер стає меншою від енергії, необхідної для відділення нейтрона від ядра, емісія нейтронів припиняється і розпочинається випромінювання γ -квантів. У середньому на один акт поділу випромінюється $8 \div 10$ γ -квантів.

Як миттєві, так і запізнілі нейтрони використовуються в ядерній геофізиці для прямого визначення концентрації урану в породах і рудах в умовах природного залягання – у т. зв. *картажі нейтронів ділення* (КНД/КНД-М).

2.6.3. Розсіяння нейтронів

2.6.3.1. Пружне розсіяння нейтронів

Процес відхилення нейтрона в полі ядерних сил називається пружним розсіянням. У цьому процесі сумарна кінетична енергія нейтрона і ядра в результаті взаємодії не змінюється і ядро залишається в основному (незбудженому) стані. Пружне розсіяння відіграє важливу роль у ході сповільнення нейтронів.

Пружне розсіяння є універсальним процесом, який відбувається на всіх ядрах і за будь-якої енергії нейтронів. Водночас ядро (без його збудження) передається частина кінетичної енергії нейтрона, величина якої тим більша, чим меншою є маса ядра. Ядро ж отримує енергію внаслідок віддачі. Зміна енергії нейтрона під час розсіяння однозначно зв'язана з кутом розсіяння. Цей зв'язок впливає із законів збереження енергії та імпульсу. Для процесу пружного розсіяння можна записати

$$E = E' + E_I, \quad P_M^2 = P^2 + P'^2 - 2PP' \cos \theta, \quad (2.86)$$

де E і P – енергія та імпульс нейтрона до зіткнення; E' і P' – енергія та імпульс нейтрона після зіткнення; E_M і P_M – енергія та імпульс ядра після зіткнення; θ – кут розсіяння нейтрона.

Використовуючи співвідношення $E = \frac{p^2}{2m}$, можна отримати вираз для енергії ядра віддачі E_M і нейтрона після взаємодії E' :

$$E_M = \alpha E \cos^2 \varphi,$$

де $\alpha = \frac{4mM}{(M+m)^2}$, m – маса нейтрона, M – маса ядра, φ – кут віддачі.

Енергія нейтрона після розсіяння визначається виразом

$$E' = Em^2 \left[\frac{\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m}\right)^2 - \sin^2 \theta}}{(M+m)} \right], \quad (2.87)$$

де θ – кут розсіяння нейтрона.

Зв'язок між кутом розсіяння нейтрона θ і кутом віддачі ядра φ описується формулою

$$\cos^2 \varphi = \frac{(M+m)^2}{4Mm} - \frac{m}{4M} \left(\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M}{m}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right). \quad (2.88)$$

Зміна енергії нейтрона тим більша, чим ближча його маса до маси розсіювального ядра і чим більший кут розсіяння θ . Під час розсіяння на ядрі водню ($M = m$) на кут, близький до 90° , нейтрон

втрачає майже всю свою енергію. Енергія нейтрона E_n після n співударів у водневому середовищі становить $\overline{E_n} = \frac{E_0}{2^n}$, де E_0 – початкова енергія нейтрона.

Під час розсіяння нейтрона на важких ядрах зміна його енергії незначна і можна наближено вважати, що пружне розсіяння відбувається без втрати енергії. Середня кількість співударів нейтронів у важкому сповільнювачі визначається співвідношенням

$$\bar{n} = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{2} + \frac{A}{18}\right) \ln \frac{E_0}{E_n}, \quad (2.89)$$

де E_0 – початкова енергія нейтрона; E_n – енергія нейтрона після n співударів; A – атомна маса сповільнювача.

Розподіл енергії між нейтроном і ядром, що зіштовхуються, залежить тільки від співвідношення мас і кутів вильоту і не залежить від характеру сил, що діють між ними. Характер цих сил виявлятиметься на імовірності зіткнень.

Процес пружного розсіяння нейтронів характеризується середньою логарифмічною втратою енергії, що визначається виразом

$$\xi = 1 + \left[\frac{(M-m)^2}{2mM} \cdot \ln \left[\frac{M-m}{M+m} \right] \right], \quad (2.90)$$

де M – маса ядра сповільнювача; m – маса нейтрона.

Ця формула показує, що величина ξ не залежить від енергії нейтрона. Тобто в будь-якому інтервалі енергій нейтрон, що сповільнюється, у середньому завжди втрачає одну й ту саму частину своєї енергії, а величина її залежить тільки від маси M розсіювальних ядер.

Для ядер атомів водню величина ξ максимальна і дорівнює 1. Для всіх інших ядер $\xi < 1$, наприклад для кисню $\xi = 0,12$, а для урану $\xi = 0,0084$. Особлива здатність водню розсіювати нейтрони визначається енергетичною залежністю перерізу пружного розсіяння на його ядрах.

Швидка втрата енергії нейтронів у речовині з підвищеною концентрацією водню широко використовується у нейтрон-нейтронному каротажі (рис. 2.17).

2.6.3.2. Непружне розсіяння нейтронів

Непружне розсіяння (реакція (n, n')) – процес взаємодії нейтрона з ядром, що супроводжується збудженням останнього. Воно

пов'язане з передачею частини кінетичної енергії нейтрона ядру як енергії збудження. Водночас відбуваються значні втрати енергії нейтрона. Непружне розсіяння (n, n') – порогова реакція. Енергія порога $E_{\text{пор}}$, яка незначно перевищує енергію першого рівня збудження ядра, становить для легких елементів декілька МеВ, для важких – декілька сотень кеВ, тому непружне розсіяння характерне для швидких нейтронів (напр., $E_{1 \text{ кисню}} = 6,13 \text{ МеВ}$, $E_{1 \text{ гафнію}} = 0,1 \text{ МеВ}$). Непружне розсіяння відбувається переважно на важких ядрах.

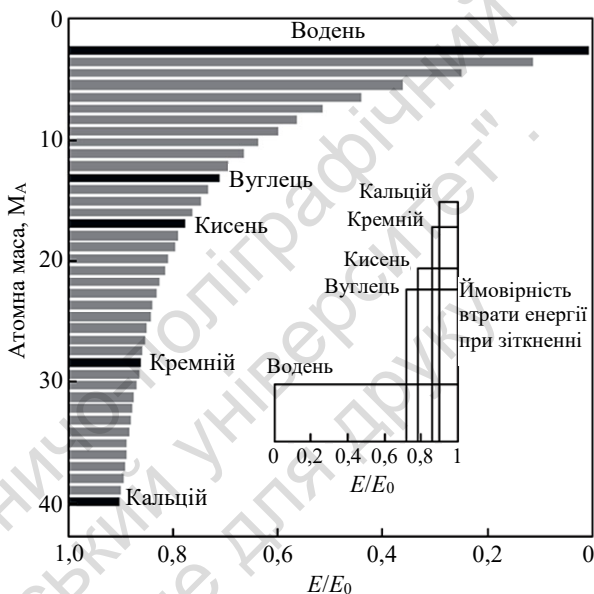


Рис. 2.17. Допустимий розподіл енергії нейтронів після одного пружного розсіяння на ядрі в діапазоні атомних мас від Н до Са (за Darwin V. Ellis).

Масштаб енергій нормалізований до енергії падаючого нейтрона і тому збільшується ліворуч

Якщо енергія падаючого нейтрона більша від енергії збудженого стану ядра-мішені, то ядро залишається у збудженому стані, а розсіяний нейтрон вилітає з енергією, яка дорівнює його початковій енергії мінус енергія збудження ядра. Для енергій нейтронів у декілька мегаелектрон-вольтів процес непружного розсіяння має

перевагу над іншими процесами (напр., радіаційним захопленням нейтрона). Якщо енергії нейтронів перевищують 10 МеВ, то відбувається конкуренція між реакціями (n, n') і $(n, 2n)$.

Переріз реакції $^{197}\text{Au}(n, n')^{197\text{m}}\text{Au}$, наприклад, становить 1,2 барна за енергії нейтрона $E_n \approx 3$ МеВ. На ядрах середньої маси навіть за енергії нейтронів $E_n \approx 14$ МеВ перерізи розсіяння нейтронів мають досить високі значення. Наприклад, переріз реакції (n, n') на ітрії $^{89}\text{Y} - \approx 800$ мілібарн.

Отже, енергетична область непружного розсіяння нейтронів займає діапазон між енергією першого збудженого стану ядра-мішені й приблизно $E_n = 5$ МеВ. Зазвичай енергія першого збудженого рівня ядра зменшується зі збільшенням атомної маси за винятком магічних ядер (ядра, в яких кількість протонів або нейтронів 2, 20, 50, 82, 126). Чим більша енергія первинного нейтрона, тим у більш збудженому стані після непружного розсіяння буде ядро, оскільки зростає кількість можливих проміжних станів ядра. Унаслідок цього спостерігається збільшення перерізу непружного розсіяння зі зростанням енергії нейтронів.

Збільшення атомного номера ядра, а отже, геометричного перерізу, підвищує імовірність взаємодії нейтрона з ядром за фіксованої енергії.

Кутовий розподіл непружно розсіяних нейтронів залежить від механізму реакції. Якщо реакція (n, n') проходить зі створенням компаунд-ядра, то кутовий розподіл нейтронів, що вилітають з ядра, сферично-симетричний. Якщо ж непружне розсіяння нейтрона проходить шляхом прямого процесу, то нейтрони летять переважно в напрямку руху первинних нейтронів. Чим більша енергія первинних нейтронів, тим імовірність прямого процесу більша.

Збудження ядра знімається шляхом випромінювання γ -квантів з енергією, характерною для кожного ядра. Ядра основних породотвірних елементів (Si, O, Ca, Al, C та ін.) мають досить високі перші рівні збудження. Крім того, ці рівні суттєво диференційовані за енергією (рис. 2.18). Ці фізичні особливості використовуються для визначення співвідношень вмісту основних породотвірних елементів у гірських породах.

За фіксованої енергії нейтронів переріз непружного розсіяння зростає зі збільшенням атомної маси ядра (рис. 2.19). Це зумовлено

збільшенням розмірів ядра, що підвищує ймовірність взаємодії. Емпірична залежність між перерізом непружного розсіяння і розмірами ядра за енергії нейтронів 14 МеВ визначається виразом

$$\sigma_{n,n} = \pi(0.12A^{\frac{1}{3}} + 0.21)^2. \quad (2.91)$$

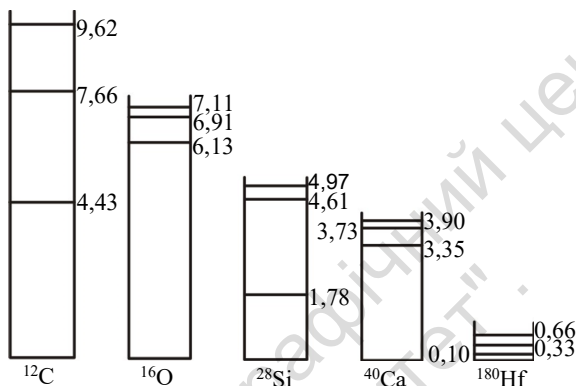


Рис. 2.18. Схеми енергетичних рівнів (1–3) збудження ядер C, O, Si, Ca, Hf. Вертикальна шкала в МеВ

Аналіз формули 2.91 та рис. 2.20 показує, що переріз непружного розсіяння нейтронів з енергією 14 МеВ на середніх і важких ядрах становить 2–3 барна, що близько до перерізу пружного розсіяння нейтронів, тобто за такої енергії нейтронів ці два види розсіяння практично рівномірно ймовірні для ядер більшості хімічних елементів.

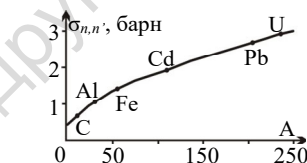


Рис. 2.19. Емпірична залежність перерізу непружного розсіяння нейтронів з енергією 14 МеВ від атомної маси елементів розсіювачів

Основні закономірності взаємодії нейтронів з речовиною:

- взаємодіють з атомними ядрами під час пружного і непружного розсіяння й у результаті ядерних реакцій;
- переріз розсіяння повільних нейтронів $\sigma_{\text{пов}} \sim R_{\text{я}}^2$;
- переріз розсіяння швидких нейтронів $\sigma_{\text{шв}} \sim (R_{\text{я}} + \lambda)^2$;
- переріз розсіяння надшвидких нейтронів $\sigma_{\text{шв}} \sim \frac{1}{v}$.

2.6.4. Макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною

Макроскопічні характеристики застосовуються для опису всієї сукупності нейтронів (нейтронне поле), що поширюються в геологічному середовищі. Джерело нейтронів, що поміщають у гірську породу, генерує швидкі нейтрони.

Пружні й непружні (зі збудженням ядер) процеси при зіткненні нейтронів з ядрами елементів речовини призводять до сповільнення нейтронів на першому етапі взаємодії й до їхньої дифузії в подальшому. Під час пружного розсіяння нейтрони втрачають частину своєї кінетичної енергії на віддачу ядра. У разі збудження ядра нейтронами, якщо вони не поглинаються, передана ядру деяка енергія нейтрона частково витрачається також на віддачу ядра, а частково на його збудження.

Сповільнення нейтронів за рахунок пружного і непружного розсіяння відбувається до того часу, поки середня енергія руху нейтрона не зрівняється з енергією теплового руху ядер речовини, яка має порядок kT , де T – температура речовини, а k – стала Больцмана. Нейтрони із середньою енергією $E_n = kT$ перебувають у тепловій рівновазі із середовищем. Проте нейтрони можуть не тільки передавати частину своєї кінетичної енергії ядрам, але й самі одержувати енергію від ядер під час їхнього теплового руху. За енергії нейтронів $E_n = kT$, де T – температура середовища, сповільнення нейтронів припиняється і нейтрони перебувають у процесі дифузії в речовині. Зауважимо, що час сповільнення нейтронів у речовині досить малий. Наприклад, у свинці нейтрон сповільнюється від енергії 1 МеВ до енергії 1 еВ у середньому всього за $4 \cdot 10^{-4}$ с. У середовищі з більш легкими ядрами час сповільнювання нейтронів буде ще меншим. Для більшості складових елементів гірських порід під час сповільнення роль поглинання незначна, тобто виконується нерівність $\Sigma_s(E_n) \gg \Sigma_a(E_n)$, де $\Sigma_s(E_n)$ і $\Sigma_a(E_n)$ – макроскопічні перерізи розсіяння і поглинання нейтронів з енергією E_n .

Просторовий та енергетичний розподіл сповільнених нейтронів у момент часу t на відстані r від точкового джерела характеризуються їхньою просторовою густиною $n(r, E_n, t)$ і щільністю

потоків $\Phi(r, E_n, t)$. Ці величини пов'язані співвідношенням: $\Phi(r, E_n, t) = v n(r, E_n, t)$, де v – швидкість нейтронів з енергією E_n .

Кількість зіткнень нейтронів з ядрами в 1 м^3 за 1 с визначається виразом

$$f_s(r, E_n, t) = \Phi(r, E_n, t) \sum_S(E_n) = v n(r, E_n, t) \sum_S(E_n). \quad (2.92)$$

У табл. 2.9 і на рис. 2.20 наведено розподіл кількості зіткнень, що спричиняють уповільнення нейтронів до енергії $0,4 \text{ еВ}$ у деяких уповільнювальних середовищах. Вода є найкращим уповільнювачем нейтронів. Чим більша водонасиченість, тим менша кількість зіткнень потрібна для досягнення однакової енергії сповільнених нейтронів.

Таблиця 2.9

Середній логарифм декременту енергії (ξ) та середня кількість зіткнень (n) для зменшення енергії нейтронів від 4 МеВ до $0,4 \text{ еВ}$ для деяких уповільнювачів

Уповільнювач	ξ	n
H	1,0	16
C	0,158	110
O	0,120	131
Ca	0,050	330
H ₂ O	0,700	22,5
вапняк 20 од. пор.	0,230	70
вапняк 0 од. пор.	0,115	138

Розподіл нейтронів у середовищі, тобто густина нейтронів на різних відстанях від джерела, крім початкової енергії нейтронів та інтенсивності джерела, визначається також нейтронними властивостями середовища, головним чином масою ядер і поєднанням різних процесів за різних значень енергії. Для вирішення практичних задач ядерної геофізики і застосовуються узагальнені характеристики, які називаються комплексними нейтронними параметрами середовища. Найважливішими параметрами є:

1. Сповільнювана здатність середовища, що дорівнює добутку макроскопічного перерізу розсіяння Σ_s на параметр уповільнення ξ . Чим більша сповільнювана здатність $\chi = \Sigma_s \cdot \xi$, тим швидше відбувається сповільнення нейтронів.

2. Довжина сповільнення нейтронів

$$L_c = \sqrt{\frac{\bar{r}^2}{6}}, \quad (2.93)$$

де \bar{r}^2 – середнє значення квадрата відстані між джерелом швидких нейтронів і точкою сповільнення до теплової енергії. Величину $\theta = L_c^2$ називають віком нейтронів.

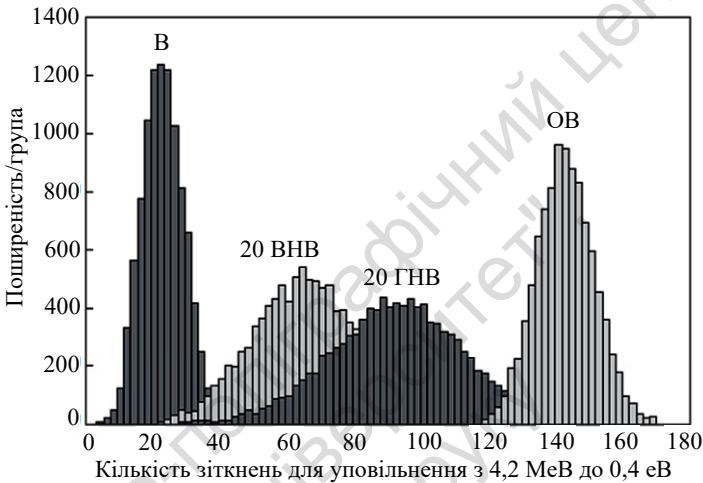


Рис. 2.20. Розподіл кількості зіткнень, що спричиняють уповільнення нейтронів у воді та вапняку з різним характером насичення і пористості (за Darwin V. Ellis): В – вода; 20 ВНВ – 20 одиниць пористості водонасиченого вапняку; 20 ГНВ – 20 одиниць пористості газонасиченого вапняку; ОВ – нуль одиниць пористості вапняку.
Обчислений для 10 000 емітованих нейтронів

На рис. 2.21 наведено залежність довжини сповільнення нейтронів Am-Be нейтронного джерела до енергії 0,4 eV у водонасичених: пісковнику, вапняку та доломіті з різною пористістю.

3. Коефіцієнт дифузії D теплових нейтронів вводять аналогічно коефіцієнту дифузії молекул у газі

$$D = \frac{\lambda_s \times v}{3} = \frac{v}{3 \Sigma_s}, \quad (2.94)$$

де Σ_s – переріз розсіяння теплових нейтронів; v – швидкість руху теплових нейтронів.

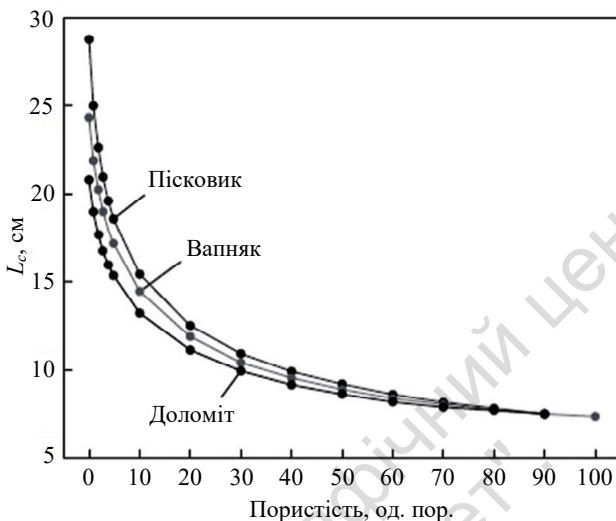


Рис. 2.21. Залежність довжини сповільнення нейтронів Am-Be нейтронного джерела до енергії 0,4 eV у водонасичених: пісковик, вапняку та доломіті з різною пористістю (за Darwin V. Ellis)

Коефіцієнт дифузії відіграє роль "нейтронної провідності" середовища. Чим більший D , тим на більшу відстань дифундують нейтрони.

4. Середній час життя теплових нейтронів у середовищі

$$\tau = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v\Sigma_a}, \quad (2.95)$$

де Σ_a – переріз поглинання теплових нейтронів; $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ – шлях нейтрона (ламаню лінією) від точки сповільнення до точки поглинання.

Дослідження розрізів свердловин з використанням цього параметра покладено в основу імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу.

5. Довжина дифузії L_D (аналогічно довжині сповільнення) характеризує середню квадратичну відстань, яку проходить нейтроном від точки сповільнення до точки поглинання

$$L_D = \sqrt{D\tau} = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_s\Sigma_a}}. \quad (2.96)$$

6. Довжина міграції L_M характеризує середню квадратичну відстань від джерела до точки поглинання теплових нейтронів

$$L_M = \sqrt{L_C^2 + L_D^2}. \quad (2.97)$$

7. Довжина перенесення γ -квантів радіаційного захоплення L_γ наближено оцінюється (у см) за допомогою емпіричної формули

$$L_\gamma \approx \frac{1}{\sqrt{3} \cdot \mu_{\text{еф}}} \approx \frac{21}{\rho}, \quad (2.98)$$

де ρ – густина породи, г/см³; $\mu_{\text{еф}}$ – ефективний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання, см²/г.

8. Загальна довжина міграції нейтрона і γ -квантів радіаційного захоплення

$$L_{M\gamma} = \sqrt{L_C^2 + L_D^2 + L_\gamma^2}. \quad (2.99)$$

9. Середній час життя γ -квантів радіаційного захоплення τ_γ наближено оцінюється в наносекундах (нс) за допомогою емпіричної формули

$$\tau_\gamma \approx \frac{1,4}{\rho}, \quad (2.100)$$

де ρ – густина породи, г/см³.

Величина нейтронних параметрів Σ_s , ξ , L_C , і L_D визначається переважно вмістом водню гірських порід. Значення τ залежить від присутності в породі елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів. У більшості осадових порід таким елементом є хлор, який міститься в підземних водах. Величина L_γ визначається в основному густиною гірських порід і лише для дощит м'яких γ -квантів залежить від ефективного атомного номера середовища.

Контрольні запитання

1. Які види взаємодії ви знаєте?
2. Охарактеризуйте пружне і непружне розсіяння нейтронів.
3. Що розуміють під ефективним перерізом взаємодії гамма-випромінювання з речовиною?

4. Що розуміють під коефіцієнтом поглинання та масовим коефіцієнтом поглинання?

5. Яке випромінювання називається іонізуючим? Назвіть види іонізуючого випромінювання.

6. Назвіть групи іонізуючих частинок, що розрізняються за механізмом проходження через речовину.

7. Назвіть основні механізми втрати енергії зарядженими частинками під час їхнього проходження через речовину.

8. Наведіть загальну схему взаємодії заряджених частинок з речовиною.

9. Назвіть основні процеси взаємодії легких заряджених частинок з речовиною.

10. Наведіть загальну схему взаємодії γ -випромінювання з речовиною.

11. Охарактеризуйте процес атомного фотоелектричного поглинання γ -квантів.

12. Охарактеризуйте процес комптонівського розсіяння γ -квантів.

13. Охарактеризуйте процес утворення електрон-позитронних пар.

14. Назвіть основні закономірності ядерного фотоэффекту.

15. Охарактеризуйте процес ядерного резонансного поглинання γ -квантів та ефект Мессбауера.

16. Що називають повним перерізом взаємодії γ -квантів з речовиною та процеси, що його визначають?

17. Назвіть основні механізми взаємодії нейтронів з речовиною.

18. Наведіть загальну схему взаємодії нейтронів з речовиною.

19. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з випромінюванням γ -квантів.

20. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з випромінюванням нейтронів і заряджених частинок.

21. Охарактеризуйте процес радіаційного захоплення нейтронів з наступним поділом важких ядер.

22. Охарактеризуйте процеси пружного та непружного розсіювання нейтронів.

23. Назвіть основні макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною.

Література: [5, 12, 14, 17, 19–21, 29, 38, 40].

РОЗДІЛ 3

Методи вимірювання та детектори радіоактивних випромінювань

Метою вимірювання радіоактивності є оцінка її інтенсивності, спектрального складу випромінювань, установлення природи радіоактивності, вивчення характеру розподілу радіоактивності та її носіїв, визначення доз і потужностей доз радіоактивного випромінювання.

Усі методи вимірювань іонізуючих випромінювань базуються на взаємодії випромінювань з речовиною, яка є в робочому об'ємі детектора: іонізації, виникненні світлових спалахів (сцинтиляцій); виділенні тепла, порушенні кристалічної решітки тощо. У зв'язку із цим виділяють такі основні методи реєстрації радіоактивності: іонізаційний, який включає (залежно від режиму роботи апаратури та її конструкції) інтегральний (власно іонізаційний) та імпульсний методи. Сюди належить також напівпровідниковий метод; сцинтиляційний; трековий; фотографічний.

Найпоширенішими у практиці радіометрії є іонізаційний (імпульсний) та сцинтиляційний методи.

3.1. Іонізаційний метод вимірювання радіоактивності

Іонізаційний метод базується на вимірюванні іонізації, яка виникає в речовині детектора під дією радіоактивних випромінювань. Заряджені частинки реєструються безпосередньо на основі їхньої власної взаємодії з речовиною детектора. Гамма-кванти реєструються за вторинними зарядженими частинками – фотоелектронами, комптонівськими електронами, електрон-позитронними парами. Нейтрони реєструються за ядром віддачі й продуктами ядерних реакцій, які виникають у речовині лічильників.

Уперше цей метод був використаний М. Кюрі. У світовій радіометричній практиці його широко застосовували на початку ХХ ст., у наш час також – у різних детекторах іонізуючих випромінювань.

3.1.1. Газорозрядні детектори

Якщо до двох електродів, між якими є газ, прикласти електричну напругу і включити в ланцюг гальванометр (рис. 3.1), то за звичайних умов струму в ланцюзі не буде. Під час проходження заряджених частинок газ іонізуватиметься, а утворені іони рухатимуться до відповідних електродів. У результаті цього в ланцюзі виникне іонізаційний струм. Чим більший потік радіоактивного випромінювання, тим більша величина іонізаційного струму. Отже, реєструючи іонізаційний струм, можна визначити інтенсивність радіоактивного випромінювання.

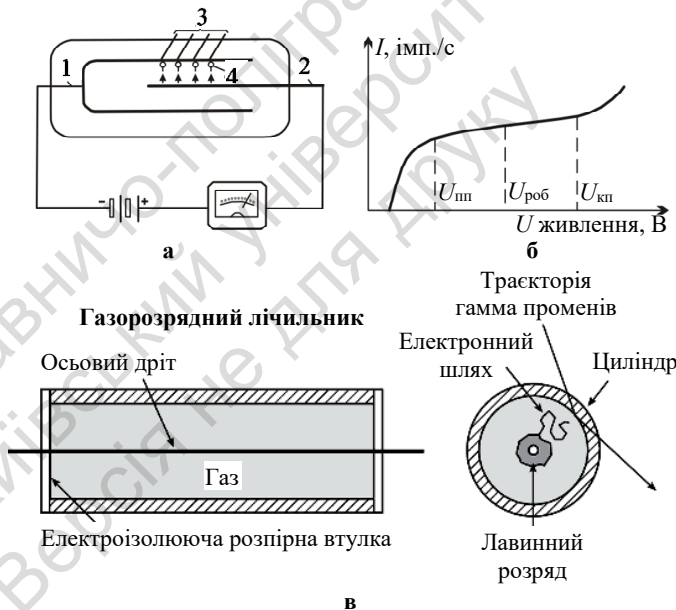


Рис. 3.1. Схеми (а, в) та лічильна характеристика (б) газорозрядного детектора:

1 – катод, 2 – анод, 3 – радіоактивне випромінювання, 4 – фотоелектрони

Явище виникнення іонізаційного струму в газах отримало назву газового розряду. Тому прилади, в яких використовують газовий розряд для реєстрації радіоактивних випромінювань, називають газорозрядними детекторами. Газорозрядний детектор радіоактивного випромінювання (рис. 3.1, а) складається з циліндричного катода, по центру якого протягнута металева нитка – анод. Між катодом і анодом прикладена різниця потенціалів від декількох сотень до тисяч вольтів.

Простір, заповнений газом, іонізується α - і β -частинками. Гамма-випромінювання і нейтрони практично не іонізують газ детектора. Із цієї причини для реєстрації γ -випромінювання і нейтронів використовують ефект їхньої взаємодії з речовинами, в яких у результаті поглинання нейтронів і γ -квантів утворюються β - або α -частинки та ядра віддачі. Схему такого детектора для реєстрації γ -випромінювання наведено на рис. 3.1, а, в, його лічильну характеристику – на рис. 3.1, б.

Залежність іонізаційного струму I від напруги U між електродами за незмінної геометрії останніх і постійної інтенсивності випромінювання, що взаємодіє з детектором, наведено на рис. 3.2.

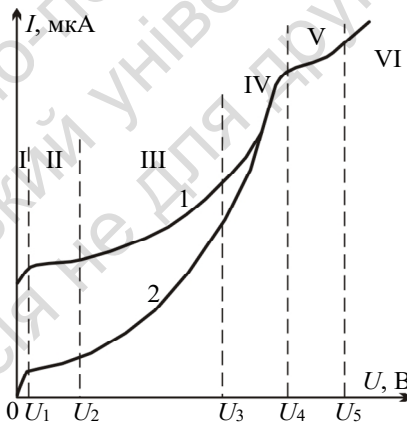


Рис. 3.2. Вольт-амперна характеристика газорозрядних лічильників: області: I – рекомбінації, II – насиченості, III – пропорційності, IV – обмеженої пропорційності, V – Гейгера, VI – самовільного розряду; для частинок: 1 – важких (з великою енергією), 2 – легких (з малою енергією)

За незначної напруги між електродами U швидкість іонів і електронів мала; значна їх частина встигає рекомбінувати, тобто з'єднатися в нейтральні атоми, не доходячи до електродів (див. рис. 3.2, область I). Зі збільшенням U швидкість іонів зростає, утрати на рекомбінацію зменшуються. Ділянка II відповідає області напруг, за яких практично всі іони досягають електродів. Іонізаційний струм у цій області, що майже не залежить від зміни U , називають струмом насичення. Він дорівнює загальному заряду електронів та іонів, що утворюються в одиницю часу. Детектори, що працюють в області насичення, називають іонізаційними камерами.

Іонізаційні камери в ядерній геофізиці використовують переважно для реєстрації α -частинок. Застосовують циліндричні камери з розмірами, які дорівнюють довжині пробігу α -частинки в газі (наближено до 10 см за нормального тиску).

За допомогою іонізаційних камер можна визначати середній струм від дії великої кількості частинок або ж окремо реєструвати імпульси від кожної частинки, що пройшла через камеру. У першому випадку це інтегральна іонізаційна камера, у другому – імпульсна іонізаційна камера. Остання визначає не лише кількість частинок, що пройшли через камеру, але й їхній розподіл за енергією.

Іонізаційні камери, які вимірюють іонізаційний струм, застосовують також як індивідуальні дозиметри (ДКП, ДК-02, ДС тощо).

Використання імпульсних камер для підрахунку легких частинок (електронів, позитронів) неефективне, оскільки вони забезпечують малу щільність іонізації.

Амплітуда імпульсу (B) за повного використання енергії частинки E (eВ) в імпульсній камері електроємністю C (Ф) становить: $\Delta U = (E \cdot e) / (\epsilon \cdot C)$, де e – заряд іона (електрона); ϵ – середній потенціал іонізації.

Енергетичне розрізнення (%) для α -частинок енергією E (MeВ) становить $W \approx \frac{1,4}{\sqrt{E}}$.

Ріст струму зі збільшенням напруги в області III пов'язаний зі зростанням напруженості поля до таких значень, за яких електрони між двома зіткненнями з молекулами встигають набрати енергію, достатню для їхньої іонізації, – відбувається вторинна іонізація. Вторинні електрони разом з первинними в наступних зіткненнях

іонізують інші молекули – виникає лавиноподібне розмноження зарядів. Це явище, назване *газовим підсиленням*, характеризується коефіцієнтом газового підсилення K , рівним відношенню заряду, що збирається на електродах, до первинного заряду. Коефіцієнт K залежить від напруги U . В області насичення струму $K = 1$ – це область, в якій працюють іонізаційні камери. Зі збільшенням напруги K зростає до 10^3 – 10^4 і більше. До деякої напруги U_3 (рис. 3.2) K не залежить від первинного заряду. Тому загальний заряд від однієї зарядженої ядерної частинки пропорційний первинному заряду. Ця область напруг називається областю пропорційності, а відповідний детектор – *пропорційним лічильником*. Оскільки первинний заряд пропорційний енергії реєстрованої частинки, то й імпульс струму на виході пропорційного лічильника виявляється пропорційним цій енергії. Тому пропорційний лічильник дозволяє проводити спектрометрію – аналіз частинок за енергіями.

Амплітуда імпульсу (B) за повного використання енергії частинки E (eВ) в пропорційному лічильнику електроємністю C (Ф) становить: $\Delta U = (K \cdot E \cdot e) / (\epsilon \cdot C)$, де e – заряд іона (електрона); ϵ – середній потенціал іонізації. Енергетичне розділення (%) визначається співвідношенням: $W \approx 50/E^{1/2}$, де E – енергія в кеВ.

В області обмеженої пропорційності IV пропорційність між імпульсом струму і первинним зарядом (енергією частинки) порушується, водночас, чим більший первинний заряд, тим менший K . Нарешті, в області V струм зовсім не залежить від інтенсивності первинної іонізації. Тут для виникнення потужного газового розряду досить з'явитися в детекторі хоча б одній іонній парі. Область V ($U_4 < U < U_3$), де імпульс струму на виході індикатора залежить лише від напруги на ньому, але не залежить від первинного заряду (та енергії реєстрованої ядерної частинки), називають областю Гейгера–Мюллера, а детектор, що працює в такому режимі, – лічильником Гейгера–Мюллера.

Послідовна реєстрація частинок лічильником Гейгера–Мюллера та пропорційним детектором можлива, якщо створити умови загашення розряду після проходження основної лавини електронів. У конструкціях цих детекторів значне поширення отримали самогасні лічильники, в яких до основного наповнювача (аргон, неон та ін.) додається 10 % багатоатомної домішки (пара спирту, метан, етан) або 0,1 % домішки галоїдів (Cl_2 , Br_2 , I_2). Іони

основного газу, стикаючись з молекулами, що забезпечують згасання розряду, нейтралізуються, відбираючи у них електрони, у результаті чого газовий розряд гаситься.

За подальшого збільшення напруги (область VI) на графіку спостерігається електричний пробій газу. Виникає *самостійний газовий розряд* (його ще називають *коронним*). Коронний розряд за значних напруг виникає навіть без дії радіоактивних випромінювань завдяки вириванню потужним електричним полем електронів з металу електродів.

Для іонізаційних камер, пропорційних лічильників і лічильників Гейгера–Мюллера важливою характеристикою є *ефективність реєстрації*, яка дорівнює відношенню кількості частинок, зареєстрованих детектором, до повної кількості частинок, що потрапляють до детектора. Ефективність іонізаційних камер становить близько 100 %, пропорційних лічильників – 20–50 %, детекторів Гейгера–Мюллера – перші десятки відсотків.

Ядерні перетворення і процеси взаємодії випромінювання з речовиною мають статистичний характер, отже під час реєстрації ядерних випромінювань існує певна вірогідність потраплення до лічильника двох або більше частинок за проміжок часу, менший τ , які будуть зареєстровані як одна частинка. Тому для всіх газорозрядних детекторів, що працюють в імпульсному режимі, важливими характеристиками є так званий *мертвий час* τ і час відновлення робочого режиму t_0 , що дорівнює мінімальному часу, через який схема відновлюється після реєстрації частинок і готова до реєстрації наступної частинки (рис. 3.3).

"Мертвий час" τ визначається з таких міркувань. Нехай n_0 і n – відповідно середня кількість частинок, що потрапляють до лічильника і реєструються за одиницю часу. Ефективність лічильника візьмемо за 100 %. Якщо за час вимірювання t зареєстровано $n \cdot t$ частинок, то сумарний "мертвий час" у цьому проміжку t становить $\tau \cdot n \cdot t$, а кількість непорахованих частинок – $n_0 \cdot \tau \cdot n \cdot t$. Із вимоги $n_0 \cdot t = n \cdot t + n_0 \cdot \tau \cdot n \cdot t$ випливає, що

$$n_0 = \frac{n}{(1-\tau n)}. \quad (3.1)$$

За малих швидкостей підрахунку ($n \cdot \tau \ll 1$) похибка є незначною і $n_0 \approx n$.

Одним із найпростіших методів експериментального визначення "мертвого часу" лічильника є метод двох джерел. Нехай n_1 і n_2 – середні (спостережені швидкості рахунку від кожного із джерел окремо, і n_Σ – сумарна швидкість рахунку. Відповідні їм дійсні значення n_{01} , n_{02} , $n_{0\Sigma}$ згідно з (3.1) дорівнюють

$$n_{01} = n_1 \frac{n_1}{1-\tau n_1}, n_{02} = \frac{n_2}{1-\tau n_2}, n_{0\Sigma} = n_{01} + n_{02} = \frac{n_2}{1-\tau n_2}. \quad (3.2)$$

Із цих співвідношень досить легко отримати залежність, яка визначає "мертвий час" лічильника

$$\tau = \frac{1}{n_\Sigma} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n_1+n_2-n_\Sigma}{n_1 \cdot n_2} n_\Sigma} \right) \approx \frac{n_1+n_2-n_\Sigma}{n_1 \cdot n_2} n_\Sigma, \quad (3.3)$$

де наближене рівняння справедливе за порівняно невисоких швидкостей рахунку.

В інтервалі часу відновлення робочого режиму частинки утворюють імпульси на виході детектора, однак амплітуда їхня нижча від номінальної (що може бути зареєстрованою – показано пунктиром на рис. 3.3). Для самогасних газорозрядних лічильників ця величина становить наближено 10^{-4} с.

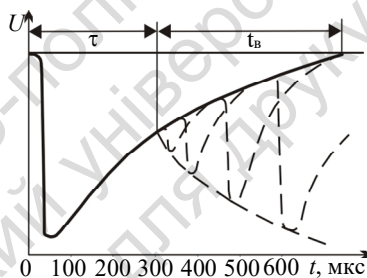


Рис. 3.3. Залежність напруги від часу після початку розряду

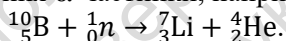
Головною перевагою газорозрядних детекторів є їхня мала чутливість до коливань питомої напруги (рис. 3.1, б). На лічильній характеристиці є "плато", тобто ділянка, для якої інтенсивність зареєстрованого випромінювання не залежить від зміни питомої напруги. Плато характеризується напругою початку плато $U_{\text{пн}}$ і напругою кінця плато $U_{\text{кп}}$. Робочу напругу для детектора вибирають на середині плато $U_{\text{роб}}$. Якість газорозрядних детекторів характеризується кривизною плато S , яка визначається за формулою

$$S = \frac{U_{\text{кп}} - U_{\text{пн}}}{U_{\text{пн}}} \cdot 100\%. \quad (3.4)$$

Найбільш якісні детектори мають малу кривизну.

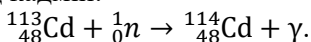
Для реєстрації γ -квантів використовують явище фотоелектричного поглинання. Коли потік γ -випромінювання потрапляє на катод, то для частини γ -квантів відбувається фотоелектричне поглинання в речовині катоду. Утворені в результаті фотоелектричного ефекту електрони проникають до міжелектродного простору та іонізують повітря, забезпечуючи таким чином проходження електричного струму по ланцюгу і, як наслідок – реєстрацію γ -квантів. Для роботи такого детектора використовують порівняно невелику напругу (приблизно 400 В), що достатньо для забезпечення переміщення електронів у газовому середовищі. Недоліком газорозрядних детекторів γ -випромінювання є їхня мала ефективність, тобто частина зареєстрованих γ -квантів із загальної кількості, що потрапляють на детектор, незначна (наближено 1 %).

Для реєстрації нейтронів використовують явище радіаційного захоплення теплових нейтронів речовиною, яка є аномальним поглиначем. Існують два методичні способи реєстрації. У першому випадку застосовують аномальні поглиначі, які виділяють під час радіаційного захоплення α -частинки, наприклад бор:



Робочий об'єм такого детектора заповнюють газом з аномальним поглиначем нейтронів, наприклад газоподібним з'єднанням бору BF_3 . Теплові нейтрони, що проходять через лічильник, інтенсивно поглинаються бором, ізотоп якого ${}^{10}\text{B}$ має аномально великий переріз захоплення ($\sigma_3 = 3,99 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$). Унаслідок виникнення ядерної реакції утворюються м'яке γ -випромінювання, ядра літію та альфа-частинки. Утворена в детекторі α -частинка іонізує газ, забезпечуючи реєстрацію нейтрона. Оскільки α -частинки мають порівняно велику масу, то для надання їм необхідної швидкості руху на електроди детектора подають високу напругу – до 1800 В. Для підвищення чутливості лічильників до нейтронів BF_3 штучно збагачується ізотопом ${}^{10}\text{B}$.

В іншому випадку застосовують аномальні поглиначі, які виділяють під час радіаційного захоплення теплових нейтронів γ -кванти, наприклад кадмій:



Робота такого детектора не відрізняється від детектора, який реєструє γ -випромінювання. Для перетворення потоку теплових нейтронів на γ -випромінювання детектор оточують кадмієвим екраном завтовшки в 1 мм.

Принцип роботи скінтіляційних детекторів для реєстрації теплових нейтронів практично не відрізняється від реєстрації γ -квантів. Відмінність полягає тільки в типі застосовуваного люмінофора. Для реєстрації теплових нейтронів використовують кристали сірчастого цинку $ZnS(Ag)$, активовані сріблом, у суміші з борною кислотою. Цю суміш наносять у вигляді тонкого шару на внутрішній стінці алюмінієвого циліндра або засипають в пази плексигласового циліндра (люмінофори типу ЛДНМ, скінтіляційні детектори дисперсного типу). Ядерна реакція в люмінофорі відбувається за вищенаведеною схемою на ядрах бору. Утворені альфа-частинки викликають на сірчастому цинкові спалахи світла, які й діють на фотокатод фотоелектронного помножувача. Завдяки малій товщині кристаликів сірчастого цинку такий люмінофор майже нечутливий до γ -квантів. Ефективність цього детектора сягає близько 25 %, час висвічування 10^{-6} с.

Як люмінофор застосовують також літйєве скло $Li_2O \cdot 3SiO_2 \cdot 0,08Al_2O_3(Ce)$, активоване церієм, або кристали йодистого літію, активованого талієм $LiI(Tl)$. Літій має аномально високий переріз захоплення теплових нейтронів. Ядерна реакція в люмінофорі відбувається за схемою: ${}^6_3Li + {}^1_0n = {}^4_2He + {}^3_1H$.

З кожним захопленням теплового нейтрона ядром 6_3Li утворюється сильний спалах, що відповідає виділенню в ньому енергії. Такі сильні спалахи легко виділяються на тлі дуже малих спалахів, зумовлених γ -квантами. Кристали йодистого літію завтовшки 1 см реєструють близько 50 % теплових нейтронів, час висвічування становить $1,2 \cdot 10^{-6}$ с. Ефективність люмінофорів із літйєвого скла, збагаченого до 90,5 % 6_3Li , завтовшки 0,2 см під час реєстрації теплових нейтронів досягає 97 %, а зі скла завтовшки 1 см – 100 %. Час висвічування літйєвого скла $Li_2O \cdot 3SiO_2 \cdot 0,08Al_2O_3(Ce)$ становить 10^{-6} с.

Для реєстрації надтеплових нейтронів детектори оточують екраном, що складається з кадмію завтовшки 1 мм і пластмаси (або

парафіну) завтовшки 1 см. Оскільки кадмій має дуже високий переріз захоплення теплових нейтронів і малий для надтеплових нейтронів, то теплові нейтрони поглинаються кадмієм, а надтеплові нейтрони проходять через нього без поглинання і, сповільнюючись у водненасиченому середовищі (пластмаса, парафін) до теплового стану, реєструються відповідним детектором як теплові.

Перевагами використання газорозрядних лічильників є їхня простота, надійність особливо в жорстких свердловинних умовах. Із цієї причини газорозрядні лічильники отримали "друге дихання" в процесі каротажу під час буріння свердловини.

3.1.2. Напівпровідникові детектори

В однорідному твердому тілі рівні енергії зовнішніх (валентних) електронів, що належать сусіднім атомам, розташовані настільки близько один від одного, що утворюють практично суцільну енергетичну смугу, яка називається валентною зоною. Вище цієї зони утворюється вільна смуга, що називається зоною провідності.

Якщо обидві зони розташовані впритул або перекриваються, то під дією навіть слабкого електричного поля валентні електрони прискорюються, енергія їх зростає і вони переходять до зони провідності. Такі речовини належать до провідників.

Якщо обидві зони розділені областю, позбавленою енергетичних рівнів (забороненою зоною), прискорення електронів не відбувається. Проте навіть за кімнатної температури окремі валентні електрони можуть отримати енергію теплового руху, достатню для переходу до зони провідності. Водночас речовина набуває деякої (т. зв. власної) електропровідності. Унаслідок переходу електронів до вільної зони у валентній зоні утворюються вільні рівні. Вірогідність цього переходу залежить від ширини забороненої зони E_z . При $E_z < 1-2$ еВ речовина вважається напівпровідником, а при $E_z > 2$ еВ – діелектриком.

За наявності у валентній зоні вільних рівнів електрони цієї зони можуть переміщуватися подібно до вільних електронів у зоні провідності. Переміщення електрона валентної зони до позитивного електрода еквівалентно переміщенню вільного рівня до негативного електрода. Отже, вільний рівень валентної зони

поводить себе як частинка з позитивним зарядом і називається діркою. Носіями струму в зоні провідності є електрони, а у валентній зоні – дірки.

В ідеальному кристалі кожному переходу електрона до зони провідності відповідає поява дірки у валентній зоні. У такому кристалі концентрації обох типів носіїв рівні.

Реальні кристали завжди мають домішки. Енергетичні рівні атомів домішок часто розташовуються в забороненій зоні. Якщо такий рівень лежить поблизу нижньої частини зони провідності, то навіть за невисокої температури електрони легко переходитимуть із цього рівня до зони провідності й вільно переміщуватимуться по кристалу. Напівпровідник, що володіє такими рівнями і, отже, надлишком електронів, називається напівпровідником з електронною провідністю, або напівпровідником *n*-типу, а самі домішкові рівні – донорними.

Якщо домішкові рівні розташовані в нижній частині забороненої зони, то електрони з валентної зони переходитимуть на ці рівні, утворюючи у валентній зоні надлишок дірок. Напівпровідник з такими рівнями називається напівпровідником з дірковою провідністю, або напівпровідником *p*-типу, а самі домішкові рівні – акцепторними.

Ті носії струму, концентрація яких більша, називаються основними; носії з меншою концентрацією – неосновними. Найзручнішими напівпровідниками для різних цілей (зокрема, детектування іонізуючих випромінювань) є кремній і германій, що мають малу ширину забороненої зони, високу рухливість електронів і дірок і достатню електричну міцність. За кімнатних температур особливо зручний кремній, оскільки германій в цих умовах має високий рівень шуму і тому потребує глибокого охолодження. Проте кремній володіє малим атомним номером і густиною і, як наслідок – меншою гальмівною здатністю, ніж германій.

Якщо на поверхню слабколегованого кристала, наприклад кристала *p*-типу, нанести шар речовини *n*-типу, то градієнти концентрації електронів напівпровідника *n*-типу дифундуватимуть у напівпровідник *p*-типу, а дірки дифундуватимуть у зворотному напрямку. У результаті в *n*-шарі залишиться деяка кількість донорних атомів, заряджених позитивно (оскільки їхні електрони

пішли в p -напівпровідник), а в p -напівпровіднику утворюються негативно заряджені акцепторні атоми (дірки яких перейшли в n -шар). Отже, поблизу межі формується подвійний заряджений шар, електричне поле якого, з одного боку, перешкоджає подальшій дифузії, а з другого – утворює систему, аналогічну іонізаційній камері, де роль чутливого об'єму відіграє область між протилежними за знаком просторовими зарядами. Проте практичної цінності як детектор ця система поки не має через дуже малу (близько мікрометра) ширину чутливої області й дуже велику еквівалентність ємності, що суттєво знижує амплітуду сигналу.

Якщо до такої системи прикласти зовнішню напругу U плюсом до n -області та мінусом до p -області (зворотне включення), то зовнішня напруга допомагатиме потенціалу, що виник на n - p -переході, видаляти вільні носії з області переходу (обідняти цю область). Крім того, зворотна напруга збільшує ширину збідненого шару і тим самим зменшує ефективну ємність.

Ширина збідненого шару d є найважливішою характеристикою напівпровідникового детектора. Чим вона більша, тим вища ефективність детектора, більший сигнал, діапазон вимірюваних енергій і тим кращий детектор. Як згадувалося вище, у даному n - p -переході p -кремній має високий електричний опір. Унаслідок цього майже вся прикладена напруга зміщення припадає на p -область і збіднений шар розтягується саме в бік високоомної p -області.

Очевидно, що для отримання найбільших d необхідно користуватися матеріалами з можливо вищим питомим опором. Високий опір необхідний ще й тому, що за малого опору через детектор проходить сильний струм, флуктуації якого створюють високий рівень шуму. Проте поки що неможливо повністю очистити германій і особливо кремній від домішок, відповідальних за зменшення опору. Зокрема, із кремнію найважче видалити бор, що є акцептором. Тому найбільш високоомний кремній – це p -кремній.

Для збільшення питомого опору початкові матеріали, що містять, наприклад, донорні домішки, компенсують акцепторними домішками, що спеціально вводяться, і навпаки. В такому випадку кількість носіїв істотно зменшується і провідність такого компенсованого напівпровідника стає близькою до провідності бездомішкового напівпровідника.

Потрапляючи до збідненого шару детектора, заряджена частинка створює пари електрон–дірка за аналогією з іонізаційною камерою. На створення такої пари витрачається для германію всього 2,94 еВ, а для кремнію – 3,75 еВ незалежно від типу частинки. Електричне поле подвійного шару швидко видаляє носії із збідненої області, і коли вони досягають електродів, на останніх утворюється імпульс струму. Кінцевою стадією процесу є рекомбінація електронів і дірок. Час збирання носіїв зазвичай значно менший, ніж час життя носіїв.

Отже, напівпровідникові детектори працюють на іонізаційному принципі реєстрації іонізуючого випромінювання. У твердих тілах, як і в газах, енергія заряджених частинок витрачається на іонізацію атомів, причому пробіг частинок у них у 10^3 разів менший, ніж у газі, а щільність іонізації відповідно вища. Тому можливо різке зменшення розмірів іонізаційних камер за збереження чи навіть збільшення їхньої ефективності шляхом заміни газу в камері твердим наповнювачем. Перспективними виявилися детектори на основі напівпровідникових матеріалів.

Для використання напівпровідника як детектора іонізуючого випромінювання в ньому створюють *p-n* перехід, що має великий питомий опір. Якщо дві пластини напівпровідника – одна з електронною, а інша з дірковою провідністю (напр., *n*-германію та *p*-германію) – привести до щільного контакту, то в місцях контакту розпочнеться дифузія електронів з *n*-германію в *p*-германій. Вони нейтралізують частину дірок у тонкому граничному шарі *p*-германію і заряджають його негативно. Аналогічно тонкий граничний шар *n*-напівпровідника заряджається позитивно. У результаті виникає перехід, який створює перешкоди для подальшої дифузії носіїв заряду. Такий перехід має властивості діода. Якщо приєднати *n*-напівпровідник до катода, а *p*-напівпровідник до анода, то через перехід потече струм, а за зворотної полярності товщина *p-n* шару збільшиться і система не буде проводити струм.

Після подачі напруги в запірному напрямку основне падіння потенціалу відбувається в *p-n* шарі, такий шар має властивості конденсатора або іонізаційної камери. Під час проходження іонізуючої частинки через запірний шар у ньому відбувається іонізація і утворюються вільні носії заряду. Під дією електричного поля

вони дрейфують до відповідних електродів. Водночас практично все поле в лічильнику зосереджено в області $p-n$ переходу і час збирання зарядів дорівнює часу, необхідному для проходження тільки цього шару. Оскільки товщина останнього становить лише 10^{-2} – 10 мм, напівпровідникові лічильники мають досить малий час спрацьовування (10^{-7} – 10^{-9} с).

Втрата енергії на утворення пари електрон–дірка в германії та кремнії в 10 разів менша, ніж для повітря; а імпульс струму на порядок вищий, ніж у газорозрядній камері. Це поряд із меншою тривалістю імпульсу забезпечує його відносно високу амплітуду, що досягає 2 мВ на 1 МеВ енергії частинок.

Амплітуда імпульсу пропорційна кількості носіїв заряду, утворених частинкою, а отже й енергії, якщо весь її пробіг укладається в межах $p-n$ переходу. Оскільки найбільший пробіг серед заряджених частинок мають електрони (наближено 1 мм на кожний мегаелектрон-вольт енергії), для спектрометрії β -частинок і γ -квантів необхідні детектори з товщиною переходу не менш ніж декілька міліметрів. Збільшення товщини шару необхідне також для підвищення ефективності реєстрації γ -квантів. Для реєстрації й спектрометрії важких частинок достатня товщина $p-n$ переходу становить 10 мкм.

Напівпровідникові детектори поділяються на поверхнево-бар'єрні, дифузійні та з $p-i-n$ переходом. Розглянемо перші, що широко застосовують для реєстрації важких частинок, і останні, які використовують для реєстрації γ -квантів.

Поверхнево-бар'єрні детектори виготовляють на основі пластинки n -напівпровідника. Для створення електричного контакту на одну з її площин наноситься шар нікелю. В атмосферному повітрі тонкий шар на другому боці пластинки окиснюється і набуває властивості p -напівпровідника: виникає $p-n$ перехід. На цю поверхню для електричного контакту з p -напівпровідником напилюють тонкий шар золота (рис. 3.4, а). Товщина чутливого шару в $p-n$ переході (декілька мікрометрів) достатня для спектрометрії важких частинок. Шар золота на поверхні має бути досить тонким, щоб через нього вільно проходили частинки, що реєструються.

Детектори з $p-i-n$ переходом мають велику товщину чутливого шару, необхідну для реєстрації β -частинок і γ -квантів. Такі детектори одержують напилюванням на один із торців p -напівпровідника літію, що має високий коефіцієнт дифузії. У такий спосіб створюють три шари (рис. 3.4, б). У шарі I, куди не проникли атоми літію, зберігається p -провідність. Тонкий шар III з перевагою донора (літію) має властивості n -напівпровідника. Нарешті, у проміжному шарі II концентрації донорів і акцепторів рівні. Цей шар, що не має домішаної провідності й має високий питомий опір, називають i -шаром. Товщину i -шару в окремих випадках вдається довести до 8 мм, що достатньо для одержання значного енергетичного розділення і прийнятної ефективності для γ -випромінювання: 0,7 і 0,2 % для γ -квантів з енергією 0,662 (^{137}Cs) і 1,331 (^{60}Co) MeV відповідно. Уже створено детектори із чутливим об'ємом до декількох десятків кубічних сантиметрів, тобто порівняним з обсягом сцинтиляторів, що мають ефективність до 10 %.

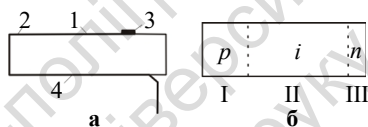


Рис. 3.4. Принципова схема напівпровідникового детектора:
а – поверхнево-бар'єрний: 1 – n -кремній, 2 – тонкий шар золота,
3, 4 – електричні контакти; б – з $p-i-n$ переходом

Напівпровідникові детектори відрізняються економічністю живлення, компактністю, нечутливістю (на відміну від сцинтиляційних) до магнітного поля, а також амплітудним розрізненням у 20–30 разів кращим, ніж у сцинтиляційних лічильників. Щоб підвищити ефективність реєстрації й величину фотопіка в апаратному спектрі, матеріал i -шару повинен мати високий атомний номер Z . Тому $p-i-n$ детектори для реєстрації γ -випромінювання виготовляють звичайно на базі германію ($Z = 32$). Однак їхнє широке застосування обмежується необхідністю глибокого охолодження. За кімнатної температури власний (темновий) струм таких детекторів настільки значний, що реєстрація на його фоні імпульсів від іонізуючих випромінювань неможлива, тому детек-

тор охолоджують рідким азотом. Більше того, його і між вимірами необхідно зберігати за температури рідкого азоту. Лише детектори з надчистого германію вимагають охолодження в процесі роботи, але можуть зберігатися за кімнатної температури.

Охолодження рідким азотом детекторів у свердловинних приладах створює проблему видалення випареного азоту. У свердловинах, заповнених рідиною, закриті системи охолодження приладу азотом можуть працювати 6–8 год, а відкриті (з випуском газу у свердловину), які застосовуються в сухих свердловинах, – до 20 год. Час роботи трохи більший за умови використання твердого азоту й особливо твердого пропану, що знижує критичний тиск і дозволяє обійтися без випускання назовні випарування холодоагента.

Слід зазначити, що спектри γ -випромінювання, отримані за допомогою Ge-Li детекторів, мають високу роздільну здатність, але їхня загальна ефективність гірша відносно NaI детекторів. Цей недолік пов'язаний з невеликим об'ємом детекторів, доступних для каротажних зондів.

Розроблено й теплостійкіші детектори на базі кремнію, активованого літієм, для охолодження яких достатньо теплоелектричних холодильників. На сучасному етапі створено детектори на базі телуриду кадмію та йодиду ртуті, що не потребують глибокого охолодження і з якими пов'язують перспективи більш широкого застосування напівпровідникових детекторів з польових і каротажних ядерно-геофізичних досліджень.

3.2. Сцинтиляційний метод

Сцинтиляційний метод заснований на вимірюванні кількості сцинтиляцій (спалахів світла), які виникають у сцинтиляційному детекторі під дією іонізуючого випромінювання.

Сцинтиляційний детектор це поєднання речовини, що генерує люмінесцентне випромінювання (вона називається сцинтилятором або фосфором) і фотоелектронного помножувача (ФЕП). У сцинтиляторі енергія частинок, що реєструються, перетворюється в електромагнітне випромінювання з довжиною хвиль переважно у видимій частині спектра. Фотоелектронний

помножувач, який поєднує в собі властивості фотоелемента і підсилювача струму, трансформує випромінювання сцинтилятора в імпульс електричного струму на виході ФЕП.

Фізика сцинтиляційного процесу досить складна. У загальних рисах його суть така: взаємодія випромінювання з речовиною сцинтилятора супроводжується іонізацією і збудженням атомів або молекул цієї речовини, наступна рекомбінація іонів також призводить до утворення збуджених станів атомів. У результаті певної сукупності квантових переходів збудження знімається шляхом електромагнітного випромінювання. Спектр випромінюваних фотонів визначається структурою енергетичних станів атомів або молекул сцинтилятора. Водночас використовується речовина зі спектром випромінювання, дещо зміщеним відносно спектра поглинання. Спектр випромінювання сцинтилятора має бути в області чутливості фотокатода ФЕП.

Як сцинтилятори використовуються різні речовини: неорганічні кристали (ZnS , NaI , CsI), органічні (антрацен $C_{14}H_{10}$, стильбен $C_{14}H_{12}$), рідкі органічні розчини, пластики, благородні гази та їхні суміші з азотом, воднем тощо.

На рис. 3.5 наведено схему сцинтиляційного детектора. Частинки, що реєструються, викликають у сцинтиляторі 1 спалахи світла, яке потрапляє на фотокатод 2 помножувача. Фотокатод (сплав сурми і цезію або інших металів з малою енергією виходу фотоелектронів) наноситься у вигляді напівпрозорого шару на внутрішню поверхню торця скляної колби ФЕП. Фотони світла, які випромінюються сцинтилятором, вибивають із фотокатода електрони, що потрапляють на перший динод 3 фотоелектронного помножувача. Диноди призначені для підсилення струму електронів за рахунок вторинної емісії. У ФЕП розміщується близько десятка динодів, напруга на які подається через роздільник напруги, чим забезпечується пришвидшувальна різниця потенціалів від динода до динода. Потік електронів, сформований системою динодів, потрапляє на колектор (анод) 4, забезпечуючи на вихідному опорі достатній за величиною електричний імпульс. Сучасні ФЕП мають коефіцієнт підсилення, рівний 10^6 – 10^8 .

Основні характеристики сцинтиляційного детектора. Однією з основних характеристик сцинтилятора є *вихід світлової енергії*, що визначається відношенням енергії спалаху світла до

енергії, утраченої частинкою у сцинтиляторі. Для збільшення світлового виходу до сцинтилятора вводять атоми-активатори (срібло, талій та ін.). За символічного позначення сцинтиляторів активатор вказують у дужках: ZnS(Ag), NaI(Tl), CsI(Tl). Найбільший світловий вихід мають сцинтилятори на базі ZnS(Ag) і NaI(Tl).

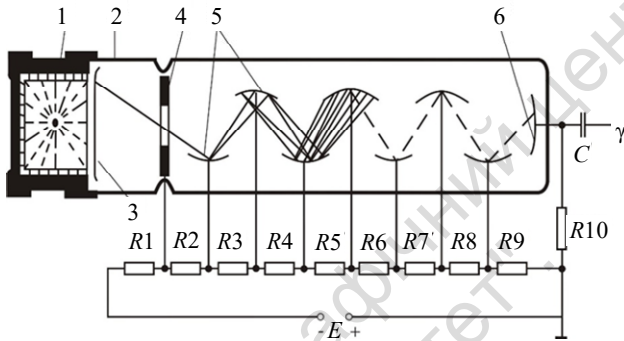


Рис. 3.5. Схема сцинтиляційного детектора:

- 1 – кристал сцинтилятора (люмінофор), 2 – фотоелектронний помножувач (ФЕП),
3 – фотокатод, 4 – фокусувальний електрод, 5 – діоди, 6 – анод

Іншою важливою характеристикою є *час висвітлювання* τ – час, протягом якого інтенсивність спалаху $I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$ зменшується в e разів. Неорганічні сцинтилятори мають τ близько мікросекунди, органічні й газові – близько наносекунди. Незначний час висвітлювання сцинтилятора визначає високу за часом роздільну здатність сцинтиляційних детекторів порівняно з газорозрядними лічильниками. NaI(Tl) сцинтилятор має τ 0,23 мкс, що забезпечує високу швидкість рахунку імпульсів.

Ефективність сцинтиляційних лічильників під час реєстрації заряджених частинок близька до 100 %. Ефективність реєстрації γ -квантів і нейтронів порівняно висока, але значно залежить від розмірів сцинтилятора та енергії частинок.

Застосування того або іншого сцинтилятора визначається його властивостями і завданням експерименту. Наприклад, полікристалічний сцинтилятор ZnS(Ag), хоч і має великий світловий вихід, але практично непрозорий для власного випромінювання, тому ZnS(Ag) наноситься у вигляді тонкого шару на прозору підложку і використовується для реєстрації α -частинок з коротким

пробігом. Монокристали NaI(Tl) і CsI(Tl) мають відносно підвищену густину, високий ефективний атомний номер, прозорі для власного випромінювання, що визначає можливість використання досить товстих кристалів, тому згадані скінтілятори ефективні під час реєстрації γ -квантів. Великий вихід світла у NaI(Tl) визначає його широке використання для інтегральних і спектрометричних вимірювань.

Нещодавно було розроблено два нові типи скінтіляторів. Перший – високощільний детектор (BGO) із германату вісмуту, який поєднує високу ефективність з малими розмірами кристалу. Густина детектора BGO – $7,13 \text{ г/см}^3$, що майже вдвічі перевищує густину NaI детектора. Час висвічування лише трохи довший на 0,3 мкс. Його недоліком є порівняно незначний вихід світла, який за кімнатної температури становить приблизно 10 % від NaI, а потім дуже швидко знижується зі зростанням температури до того моменту, коли детектор потребує охолодження у колбі Дюара. Другий скінтілятор (GSO), ортосилікат гадолінію, має дуже високу швидкість рахунку, $\tau = 50 \text{ нс}$. Крім того, він має дуже великий ефективний атомний номер і його густина становить $6,7 \text{ г/см}^3$, що майже вдвічі більше порівняно з NaI детектором. Одним із недоліків є дещо менший (порівняно з NaI) світловий вихід, який однак зростає з підвищенням температури. Вартість і складність виготовлення детекторів обох типів компенсуються їхнім малим об'ємом, що важливо для каротажних зондів малого діаметра.

Для реєстрації β -частинок часто віддають перевагу антрацену і стильбену, у яких менше віддзеркалювання електронів від поверхні кристала. Органічні кристали містять водень, тому зручні для реєстрації нейтронів.

Робоча напруга обирається на найбільш пологій ділянці рахункової характеристики, яка є залежністю середньої швидкості рахунку імпульсів від напруги, що подається на ФЕП, за незмінних умов опромінювання скінтілятора.

Основними робочими характеристиками скінтіляційних детекторів є:

- форма апаратного спектра моноенергетичного джерела випромінювання, яка характеризує взаємодію радіоактивного випромінювання з речовиною детектора;
- амплітудне та часове розділення;

- лінійність амплітуд імпульсів залежно від енергії заряджених частинок і γ -квантів;
- ефективність реєстрації іонізуючого випромінювання;
- дозова чутливість.

Основними недоліками сцинтиляційних лічильників є: відносна складність конструкції, необхідність захисту ФЕП від зовнішнього світла та магнітного поля, наявність власного фону (шумів) ФЕП, а також низька енергетична роздільна здатність.

3.3. Трековий метод

Трековий метод оснований на вимірюванні кількості треків, утворених у речовині чутливого об'єму трекового детектора під впливом іонізуючого випромінювання. Метод не потребує спеціальної апаратури і знаходить застосування під час деяких видів геологічних досліджень (напр., визначення концентрації радону в повітрі). У процесі фіксуються сліди від α -частинок у тілі трекового детектора.

У трекових детекторах нейтронів є шар речовини, який містить елемент (сіль або окис урану), ядра якого мають властивість ділитися під дією нейтронів. Шар нанесений на діелектрик, яким може бути скло, слюда, лавсан, целюлоза. Іноді речовина, яка ділиться, вводиться безпосередньо в діелектрик.

Реакція ділення, викликана нейтронами, призводить до утворення ядер-осколків. Унаслідок кулонівського відштовхування вони розлітаються в протилежні боки. Кінетична енергія осколків перевищує 150 МеВ. Під час гальмування їх у речовині діелектрика ця енергія передається атомам, у результаті чого утворюються зони радіаційних порушень. Щільність радіаційних порушень дуже висока, осколки "випалюють" у діелектрику циліндричні площі завдовжки 10–15 мкм. Ці площі, які фіксують пробіги осколків, і називають *треками*.

Кількість треків на 1 см^2 діелектрика, який перебуває в контакті з речовиною, що ділиться, визначається за формулою

$$T = n_f \cdot \sigma_{n,f} \cdot \Phi_n \cdot t \cdot \varepsilon, \quad (3.5)$$

де n_f – поверхнева щільність ядер, що діляться; $\sigma_{n,f}$ – переріз реакції ділення під дією нейтронів (усереднене за спектром

досліджуваного потоку нейтронів); φ_n – щільність потоку нейтронів; t – час опромінювання детектора нейтронами; ε – ефективність реєстрації осколків, яка практично дорівнює одиниці.

Треки осколків легко зробити видимими у звичайному мікроскопі, для цього діелектрик піддають досить простій хімічній обробці – окиснюванню протягом декількох хвилин.

У разі використання плівкових детекторів травлення треків здійснюється хімічним або електрохімічним способом. У першому випадку для плівок нітратцелюлози використовують 20 % NaOH за температури 40 °С, для триацетатцелюлози – 40 % КОН за температури 70 °С. Час травлення 1 година. Методично правильно, разом із плівками із робочих касет, протравлювати дві реперні плівки: одну фонову, яка зазнала експозиції, другу – контрольну, яка не тривалий час експонувалася на відомому рудному шліфі.

Після закінчення часу травлення плівку виймають, промивають холодною водою, витримують 10–15 хв у 3–5 % розчині оцтової есенції, повторно промивають і просушують у вертикальному або похилому положенні.

Підрахунок треків виконується візуально (за допомогою мікроскопів у прохідному світлі з об'єктивом 9^x, окуляром 5^x або 8^x із сіткою), він може бути автоматизованим (за допомогою комп'ютеризованих мікроскопів). У полі зору мікроскопа треки α -частинок – лунки правильної форми, що відрізняє їх від інших деформацій плівки.

Щільність треків виражається кількістю треків n на 1 мм² або 1 см² плівки за час τ (доба) або швидкістю їхнього утворення $\varphi = n/\tau$ [трек/(мм²·30 діб)]:

$$n_n = \frac{30M_S}{\tau S} \quad (3.6)$$

де M_S – кількість треків у межах сітки площею S .

Перевагою трекових детекторів є те, що вони реєструють радіоактивне випромінювання, починаючи з рівня нульового фону. За їхньою допомогою можна виміряти досить слабкі потоки нейтронів аж до 1 нейтрона/см². Це відкриває широкі можливості детального вивчення нейтронних полів, наприклад під час експериментального моделювання задач ядерної геофізики.

У свердловинах застосовуються гірлянди трекових детекторів для реєстрації концентрації радону.

3.4. Реєстрація радіоактивного випромінювання

Для реєстрації радіоактивних випромінювань використовуються два класи радіометричних приладів: радіометри та спектрометри. Радіометри застосовуються для виявлення та визначення сумарної інтенсивності поля радіоактивних випромінювань. За допомогою спектрометрів вивчають спектральні особливості радіоактивних випромінювань і визначають вид і концентрацію радіоактивного елемента.

3.4.1. Радіометри для інтегральних вимірювань

Радіометри – це електронні пристрої, складені з окремих функціональних вузлів, кожний з яких виконує зазначену функцію в системі приладу. Функціональні вузли, маючи закінчене конструктивне оформлення і самостійне експлуатаційне застосування, називають функціональними блоками. Кожний радіометр складається щонайменше із трьох функціональних блоків (вузлів): вхідного, перетворення електричних сигналів і вихідного. Радіометри для інтегральних вимірювань радіоактивності складаються за принциповою блок-схемою (рис. 3.6). Розглянемо призначення окремих функціональних вузлів і блоків і принципову схему деяких з них. Схеми деяких блоків (підсилювачі, блоки живлення та ін.) вивчаються в курсах радіотехніки та електроніки і в даному підручнику не розглядаються.

Детектори радіоактивного випромінювання – найважливіші елементи радіометрів. У радіометрах для інтегральних вимірювань застосовують в основному газорозрядні та сцинтиляційні детектори. Коли заряджена частинка потрапляє в детектор, на його виході утворюється імпульс електричного струму, який далі підсилюється та обробляється електронною схемою приладу.

Імпульси з детектора радіоактивного випромінювання надходять до підсилювача. Для передачі імпульсу без змін перший каскад підсилювача (він ще називається попередній підсилювач) виконується з високим вхідним і низьким вихідним опором зазвичай за схемою катодного повторювача. Попередній підсилювач

розміщують у безпосередній близькості від детектора. Інші каскади можуть розміщуватися на більшій відстані.

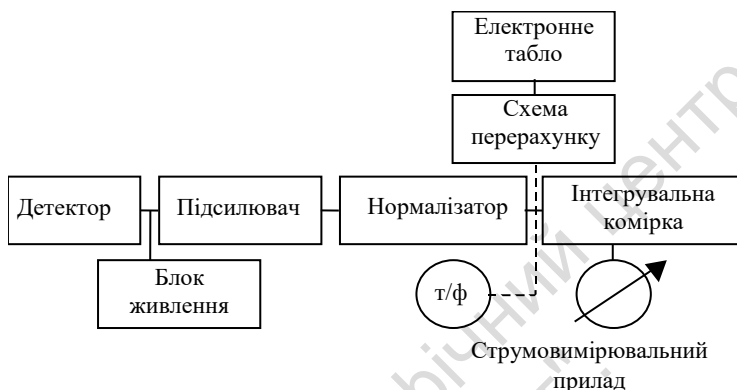


Рис. 3.6. Блок-схема інтегрального радіометра

Амплітуда імпульсів від детектора може мати широкий спектр. Для стійкої реєстрації всіх імпульсів до схеми включають формувальний каскад (нормалізатор). З надходженням імпульсу на вхід нормалізатора на його виході незалежно від форми та амплітуди вхідного імпульсу утворюється імпульс прямокутної форми зі стандартною амплітудою і тривалістю. Роль формувального каскаду звичайно виконує тригер з одним стійким станом ("очікувальний" мультивібратор).

Оскільки після нормалізатора всі імпульси мають стандартну форму, середній електричний струм, зумовлений цими імпульсами, пропорційний кількості імпульсів в одиницю часу, який називається також швидкістю рахування. Для згладжування пульсацій цього струму, тобто перетворення окремих імпульсів у постійний струм, пропорційний частоті надходження імпульсів, служить інтегральний каскад або інтегратор. Струм з виходу інтегратора пропорційний швидкості рахування і реєструється стрілочним мікроамперметром, самописцем або цифровим індикатором. Останнім часом радіометри оснащуються внутрішньою пам'яттю на базі постійних запам'ятовувальних пристроїв (ПЗП), що дозволяє записувати вимірювання до внутрішньої пам'яті.

Інтегрувальний каскад – це контур з паралельно включених конденсатора C і опору R . З надходженням імпульсів до каскаду відбувається зарядка конденсатора C . Водночас заряд із нього безупинно стікає через опір R . Через якийсь час після включення приладу (або зміни швидкості рахування) досягається наближена рівновага між кількістю заряду, принесеною одним імпульсом, і зарядом, що стікає через опір за середній час між двома імпульсами: середній струм через опір R стає рівним добутку швидкості рахування на величину заряду одного імпульсу. Залежно від внутрішнього (вхідного) опору реєструвального приладу він включається до схеми послідовно з R або паралельно йому.

Наявність інтегрувального каскаду вносить інерцію до роботи радіометра. Зазвичай час коливання швидкості рахування помітно менший, ніж постійна часу каскаду $\tau_i = R \cdot C$ (її звичайні значення від декількох одиниць до декількох десятків секунд). Зі зміною швидкості надходження імпульсів на вхід каскаду зміна вихідного струму відбувається з деяким відставанням. Якщо швидкість надходження імпульсів міняється стрибком від I_1 до $I_2 = I_1 + \Delta I$, то показання приладу змінюються в часі t за законом: $I = I_1 + \Delta I(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}})$, наближаючись до показників, що відповідають новій швидкості рахування I_2 за час, приблизно рівний $(3/5\tau_i)$.

Отже, зі збільшенням τ_i прилад стає менш чутливим до короткочасних змін швидкості рахування. За автоматичної реєстрації інтенсивності завдяки цьому виключаються викиди на діаграмах через дрібні випадкові флуктуації показників. Однак занадто велике значення τ_i призводить до зростання інерційних перекручувань діаграм у разі різких змін швидкості рахунку і передусім авіаційних та автомобільних зйомок і каротажу свердловин. У більшості радіометрів, крім реєстрації за допомогою струмовимірювальних приладів, передбачається також рахування імпульсів спеціальними перерахунковими приладами, що мають електромеханічні (у старих приладах) або електронні лічильники.

Між підсилювачем і формувальним каскадом зазвичай включається спеціальний блок – амплітудний дискримінатор, що пропускає лише імпульси, амплітуда яких перевищує деякий заданий рівень (поріг). Уведення дискримінатора з регульованим порогом

дозволяє пропускати корисні сигнали, зумовлені потраплянням іонізуючого випромінювання в лічильник, і затримувати невеликі шумові імпульси, що виникають у детекторах. Як дискримінатори використовують спеціальні тригери з одним стійким станом (схема Шмідта) або схеми з "підзакритими" діодами.

Крім описаних елементів, кожен радіометр містить загальний блок живлення (батарея сухих елементів, акумулятор або випрямлячі змінного струму з електронним стабілізатором напруги), а також блок високовольного живлення, що виробляє високу стабілізовану напругу для живлення детекторів випромінювання. Така напруга зазвичай отримується перетворенням постійного струму загального блока живлення у змінний за допомогою релаксаційних генераторів (блокінг-генераторів) з підвищувальним трансформатором на виході, випрямленням і стабілізацією за допомогою стабілітронів.

За такою схемою працюють інтегральні радіометри, які вимірюють сумарне (інтегральне) радіоактивне випромінювання.

Оцінка радіоактивності природних об'єктів за допомогою радіометрів відносна і здійснюється порівняно з радіоактивністю еталонів з відомим вмістом радіоактивного елемента, що створюють певні потужності випромінювання на різних відстанях від еталона. Радіометри еталонують за допомогою стандартних еталонів радіоактивного випромінювання, тобто для кожного радіометра будують графік залежності показань приладу від потужності доз (P), які створюються еталоном на різних відстанях від детектора (рис. 3.7). Наприклад, для польових пішохідних радіометрів розрахунки виконуються згідно з формулою

$$P = \frac{840 \cdot a}{r^2}, \text{ мкР/Год}, \quad (3.7)$$

де a – вміст радіоактивного елемента в еталоні, мг Ra; r – відстань між детектором і еталоном.

За допомогою графіка еталонування показання приладу приводяться до єдиної системи – потужності дози, що дозволяє порівнювати між собою результати вимірювань різними радіометрами.

У ході геофізичних досліджень свердловин для вимірювання радіоактивності застосовуються спеціалізовані блоки каротажних станцій. Опис принципу дії, будови та порядку роботи радіометрів

надається в інструкціях і методичних рекомендаціях з експлуатації цих приладів, тому в даному підручнику ці відомості не наводяться.

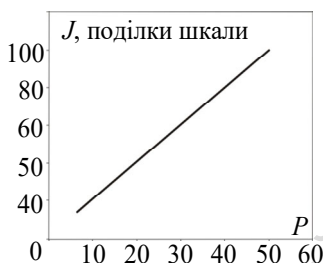


Рис. 3.7. Графік еталонування γ -радіометра:
 J – поділки шкали; P – потужність експозиційної дози

3.4.2. Спектрометри радіоактивних випромінювань

До задачі спектрометрії радіоактивних випромінювань входить визначення енергії E та інтенсивності I іонізуючого випромінювання, що дозволяє визначити вид радіонукліда та його концентрацію. Для цього використовують спектрометричні радіометри або спектрометри. У спектрометрах застосовують деякі електронні блоки, аналогічні тим, що і в радіометрах. Основними частинами спектрометра є детектор іонізуючого випромінювання, амплітуда імпульсів, на виході якого є пропорційна енергії випромінювання та амплітудний аналізатор. Амплітудний аналізатор – прилад, який дозволяє виділити і зареєструвати іонізуюче випромінювання різних енергій. Серед амплітудних аналізаторів виділяють інтегральні й диференціальні аналізатори. Перші використовують для реєстрації імпульсів з амплітудою вище деякого порога, другі – у деякому вузькому діапазоні (вікні) амплітуд.

Диференціальні амплітудні аналізатори мають два вбудовані паралельно один до одного дискримінатори: нижнього і верхнього рівнів. Перший пропускає імпульси з амплітудою, вищою від нижнього порога, другий – нижчою від верхнього порога. На виході диференціального аналізатора з'являтимуться імпульси струму тільки тоді, коли їхня амплітуда буде вища від рівня порога нижнього рівня і нижча від верхнього (схема антизбігів – рис. 3.8).

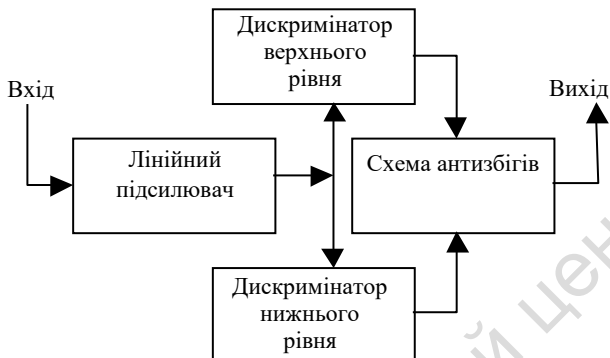


Рис. 3.8. Блок-схема одноканального диференціального амплітудного аналізатора

Синхронно змінюючи напругу на обох дискримінаторах, можна вивчати диференціальний спектр – залежність кількості імпульсів на виході аналізатора від порога дискримінації. Цю залежність виражають в енергетичних одиницях (електрон-вольтах). Для цього попередньо за допомогою еталонів – радіонуклідів з відомими енергетичними показниками встановлюють зв'язок між амплітудою імпульсів (у вольтах) та енергією випромінювання (в електрон-вольтах). Сучасні спектрометри мають у своєму складі багатоканальні аналізатори (кількість каналів – 256, 512, 1024, 2048, 4096 тощо). Процес вимірювання та реєстрація даних виконується за допомогою комп'ютера, що значно підвищує ефективність спектрометричних досліджень.

Спектрометрія α -випромінювання забезпечується напівпровідниковими детекторами та імпульсними іонізаційними камерами, спектрометрія β - та γ -випромінювання – сцинтиляційними та напівпровідниковими детекторами, рентгенівського випромінювання – пропорційними лічильниками та напівпровідниковими детекторами.

Сцинтиляційні детектори комплектуються спеціальними марками ФЕП і спеціально відібраними (спектрометричними) зразками сцинтиляторів, що забезпечують відносно високу енергетичну роздільну здатність. Для спектрометрії дуже м'яких γ -квантів, амплітуда імпульсів на виході ФЕП для яких порівнянна з амплітудою шумових імпульсів, застосовують пропорційні лічильники. Для зниження фону сцинтиляційних детекторів використовують ФЕП

із безкалійного скла, а для захисту від випромінювання навколишніх предметів і космічного фону їх розміщують у камери (контейнери) з матеріалів, що мають високу щільність і дуже низьку радіоактивність (свинець, залізо). Для спрощення форми апаратурних спектрів і зниження фону застосовують скінтіляційні спектрометри, що мають два детектори зі схемами часових збігів (або антизбігів).

Процес вимірювання апаратурних спектрів спектрометрів полягає в реєстрації кількості імпульсів n за час експозиції t у каналах спектрометра та градуюванні його енергетичної шкали. Експозицію t вибирають відповідно до заданої похибки частоти імпульсів у каналах.

Градуювання енергетичної шкали спектрометра виконують за допомогою еталонних джерел випромінювання з відомою енергією. Водночас для вибраного коефіцієнта підсилення амплітуд імпульсів записують апаратурні спектри реперних енергетичних ліній еталонних джерел, знаходять номер каналу, куди потрапляє екстремальна точка фотопіка i -ї лінії й за цими даними будують графік градуювання (рис. 3.9).

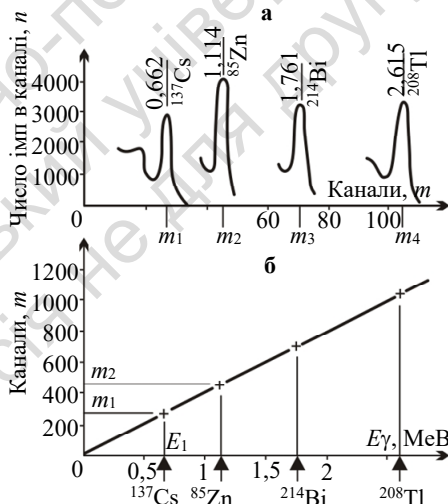


Рис. 3.9. Апаратурні γ -спектри еталонних джерел і графік градуювання спектрометра

У процесі інтерпретації апаратурних спектрів енергію випромінювання заряджених частинок і γ -квантів знаходять за розташуванням піків повного поглинання на енергетичній шкалі, яку наносять паралельно осі абсцис за даними градування. Необхідно звернути увагу на те, що в апаратурних спектрах поряд із піками ліній джерела, які вивчаються, можуть виявлятися вторинні піки за рахунок супутніх процесів взаємодії випромінювання з речовиною детектора та його захистом. У такому випадку виділення піків повного поглинання енергії проводять, порівнюючи спектр, що вивчається, із спектрами еталонних моноенергетичних джерел близької енергії.

Інтенсивність випромінювання заряджених частинок ($\text{с}^{-1}\cdot\text{м}^{-2}$) обчислюють за формулою

$$I_N(E) = \frac{N_{\text{сум}}(E)}{[g(E)S_{\text{д}}]}, \quad (3.8)$$

де $N_{\text{сум}}(E)$ – сумарна частота імпульсів, яка перевищує фонову в каналах спектрометра, де формується пік повного поглинання (с^{-1}); $g(E)$ – ефективність реєстрації частинок з енергією E , детектором, площею $S_{\text{д}}$.

В апаратурному спектрі γ -випромінювання знаходять інтенсивність випромінювання за кількістю квантів

$$I_N(E_{\gamma}) = \frac{N_{\text{сум}}(E_{\gamma})}{[G(E_{\gamma})S_{\text{д}}]}, \quad (3.9)$$

де $G(E_{\gamma})$ – фотоефективність, яка дорівнює відношенню кількості імпульсів у піку повної енергії поглинання до кількості квантів, що пройшли через детектор.

У практиці геофізичних досліджень свердловин застосовують свердловинні γ -спектрометри різних типів, переважно сцинтиляційні детектори. Застосування напівпровідникових детекторів у свердловинних спектрометрах стримується необхідністю глибокого охолодження їх, але намічаються перспективи подолання цієї перешкоди шляхом створення напівпровідникових матеріалів детекторів, що працюють за нормальної температури.

3.4.3. Нейтронні детектори

Нейтрони проявляються в двоетапному процесі детектування. На першому етапі нейтрони реагують з матеріалом, в

якому утворюються енергетично заряджені частинки, які потім, на другому етапі, виявляються через їхній іонізуючий ефект. Отже, більшість нейтронних детекторів складаються з матеріалу-мішені, поєднаного із звичайним детектором, таким як пропорційний лічильник або сцинтилятор.

Оскільки переріз нейтронних взаємодій у більшості матеріалів є функцією енергії, то, відповідно, різні методи орієнтовані для реєстрації випромінювання різної енергії. При ГДС застосовується реєстрація переважно теплових і надтеплових нейтронів.

Мішені нейтронних детекторів мають відповідати кільком критеріям: переріз взаємодії має бути досить великим, а енергія взаємодії – достатньо високою. Цим умовам відповідають три ізотопи: ^{10}B , ^6Li і ^3He . Для бору і літію використовується реакція (n, α) , а для ^3He – (n, p) .

Найпоширеніший нейтронний детектор для ГДС базується на реакції ^3He (n, p) . У цьому випадку ^3He використовується як мішень і газ пропорційного лічильника. Він має перевагу передусім вищим перерізом захоплення, ніж реакція бору, та вищим тиском газу, аніж BF_3 , без погіршення його пропорційності.

Газоподібна сполука бору BF_3 використовується у пропорційних лічильниках. Трифторид бору виступає як мішень і середовище іонізації. Інший підхід полягає у використанні борного покриття внутрішньої стінки пропорційного лічильника.

Для детектування γ -випромінювання використовують LiI сцинтилятори. Через велику енергію (4,1 MeV), що виділяється в ході реакції (n, α) , цей тип сцинтилятора набув значного поширення. Детектор на базі LiI забезпечує добре розрізнення γ -випромінювання.

Для трьох зазначених реакцій, описаних вище, переріз змінюється обернено-пропорційно квадратному кореню енергії нейтронів, що зумовлює різну ефективність їхнього детектування.

Детектори, що використовують ці реакції, реагують переважно на теплові нейтрони. Детектування надтеплових нейтронів можна досягти шляхом внесення незначних змін до будь-якого з наведених вище трьох типів детекторів. Наприклад, використання захисного екрану з матеріалу (кадмій), що поглинає теплові нейтрони навколо детектора (рис. 3.10).

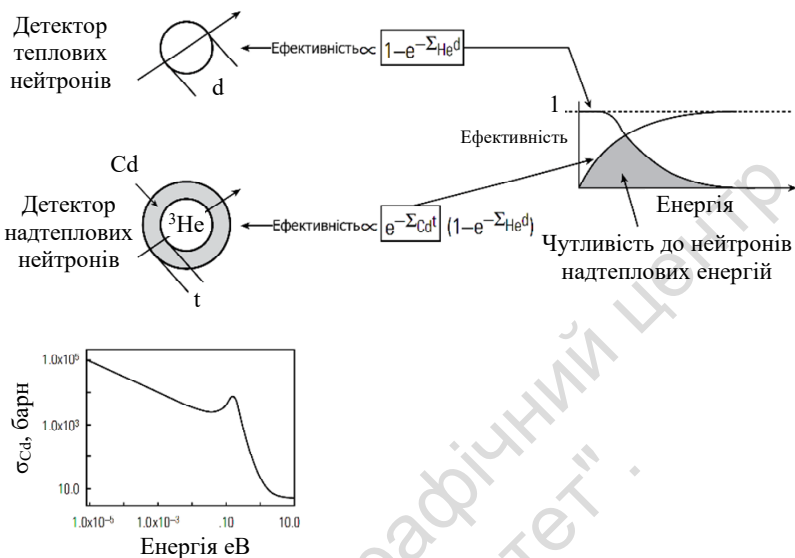


Рис. 3.10. Схема формування сигналу в детекторі надтеплових нейтронів (за Darwin V. Ellis)

Детектор для надтеплових нейтронів (рис. 3.10) складається з детектора теплових нейтронів (^3He), оточеного фольгою завтовшки t ефективного поглиначя теплових нейтронів із кадмію. Вибір кадмію зумовлений тим, що його переріз захоплення сильно збільшується, якщо енергія нижча за $\sim 0,4$ eV. Отже, детектор для надтеплових нейтронів поєднує сильне, за рахунок кадмію, поглинання теплових нейтронів у поєднанні з нормальною ефективністю детектора ^3He для теплових нейтронів. Теплові нейтрони поглинаються у захисті (у результаті, n , α реакції), але α -частинки, пробіг яких малий (близько десятих часток міліметра), не досягають лічильника. Нейтрони енергії E , проходячи через захист, послаблюються за експоненціальним законом. Теплові нейтрони повністю ослаблюються завдяки великому перерізу їхнім захопленням кадмієвим захистом. Високоенергетичні надтеплові нейтрони, яким удалося проникнути в захист, детектуються з дещо зменшеною ефективністю.

3.5. Похибки радіометричних вимірювань. Чутливість і фон радіометрів

Похибки за радіометричних вимірювань зумовлені в основному неконтрольованими коливаннями (нестабільністю) параметрів апаратури, неточністю еталонування та імовірнісним, статистичним характером радіоактивного розпаду і взаємодії випромінювання з речовиною детекторів. Похибки перших двох типів за ретельного додержання вимог інструкцій можна знизити до 1–2 % від вимірюваної величини. Третій тип похибок має особливості, властиві лише вимірюванням потоків випадкових частинок. Зупинимося на ньому докладніше.

Абсолютна $\sigma_{\bar{k}}$ і відносна $\delta_{\sigma_{\bar{k}}}$ (середні квадратичні похибки вимірювань середньої кількості частинок \bar{k}) за радіоактивного розпаду визначаються із співвідношень

$$\sigma_{\bar{k}} = \sqrt{\bar{k}}, \delta_{\sigma_{\bar{k}}} = \frac{\sigma_{\bar{k}}}{\bar{k}} = 1/\sqrt{\bar{k}}. \quad (3.10)$$

За таких умов несуттєво, протягом якого часу ці k частинок були зареєстровані. Якщо I – інтенсивність, тобто швидкість рахування за одиницю часу, а t – час вимірювань, то співвідношення (3.10) набувають вигляду

$$\sigma_{\bar{k}} = \sqrt{It}, \sigma_I = \sigma_{\bar{k}} = \sqrt{I/t}, \delta_I = \delta_{\sigma_{\bar{k}}} = 1/\sqrt{It}. \quad (3.11)$$

Отже, зменшення відносної похибки вимірювання можна отримати збільшенням часу вимірювань t і підвищенням швидкості рахування I , що досягається збільшенням чутливості детекторів (їхніх розмірів та ефективності), а в активних методах ядерної геофізики також підвищенням потужності джерел (у межах, які допускаються технікою безпеки).

У багатьох випадках значення параметра x є функцією результату декількох незалежних вимірювань $x = f(I_1, I_2, \dots, I_n)$, де I_1, I_2, \dots, I_n – інтенсивність випромінювання за незалежних вимірювань. Якщо похибка у визначенні I_i ($i = 1, 2, \dots, n$) невелика, то похибку Δx визначення x отримаємо, зберігши лише перші члени розкладу x у ряд Тейлора

$$\Delta x \approx \sum_i \Delta_i \frac{\partial f}{\partial I_i}, \quad (3.12)$$

де Δ_i – абсолютна похибка вимірювання I_i .

За теоремою про дисперсію лінійної функції від випадкових величин дисперсія визначається виразом

$$\sigma_x^2 = \sum_i \sigma_i^2 \left(\frac{\partial f}{\partial I_i} \right)^2. \quad (3.13)$$

Застосуємо останню формулу для обчислення похибки визначення інтенсивності випромінювання зразка за наявності фонового випромінювання I_ϕ . Через I' позначимо інтенсивність випромінювання від зразка, включаючи фон, через t і t_ϕ – час вимірювань із зразком і без нього (фонове вимірювання) відповідно. Інтенсивність випромінювання зразка I (без фону) вираховується як різниця $I = I' - I_\phi$. З виразу (3.13) похибка визначення I набуває вигляду

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{I_\phi}^2} \quad (3.14)$$

де похибки σ_r і σ_{I_ϕ} для I' і I_ϕ обчислюються за формулою (3.11). Остаточні ці вирази мають вигляд

$$\sigma_I \sqrt{\frac{I'}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}} = \sqrt{\frac{I+I_\phi}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}}, \quad (3.15)$$

$$\delta_I = \frac{\sigma_I}{I} = \sqrt{\frac{I+I_\phi}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}} / I. \quad (3.16)$$

Аналіз останньої формули показує, що збільшення фону суттєво знижує точність вимірювань, якщо значення I та I_ϕ сумірні. Тому у разі досліджень слабоактивних зразків більша увага надається зменшенню фону. Для цього вибирають детектори з малим власним фоном і розміщують їх у свинцевих захисних контейнерах для екранування від космічного випромінювання та випромінювання навколишніх предметів.

Під час реєстрації неперервних діаграм за допомогою інтенсиметра (інтегрувальної комірки з постійною часу τ_K) відносна середня квадратична похибка вимірювань на окремих точках діаграми становить: $\sigma \approx \frac{1}{\sqrt{2I\tau_K}}$ тобто дорівнює похибці вимірювань з усередненням показників протягом часу $2\tau_K$.

Наявність фону обмежує так званий поріг чутливості, тобто мінімальну інтенсивність випромінювання, що надійно вимірюється радіометром. За поріг чутливості радіометрів зазвичай беруть три-, чотирикратне значення середнього квадратичного відхилення фону. Фон приладів включає три складові:

- космічний фон;

- випромінювання навколишніх предметів;
- власний (залишковий) фон, зумовлений радіоактивним забрудненням матеріалів лічильника та інших частин радіометра, а також помилковими імпульсами в лічильниках.

Суму космічного і залишкового фонів прийнято називати натуральним фоном (НФ) приладу. Залишковий фон радіометрів з газорозрядними лічильниками з важким катодом становить 150–200 фА/кг, для лічильників з мідним катодом – у 1,5–2 рази менше. Космічний фон для газорозрядних лічильників має той же порядок і збільшується з висотою приблизно на 100 фА/кг на кожні 1000 м. Залишковий фон сцинтиляційних радіометрів не перевищує 70 фА/кг, натуральний фон – 150 фА/кг.

У ході еталонування польових радіометрів і польових вимірювань вводять також поняття нормального фону, зумовленого радіоактивністю навколишніх порід з нормальним (кларковим) вмістом радіоактивних елементів. Для визначення натурального фону приладу проводять вимірювання над поверхнею водойм з глибиною не менш ніж 2–3 м і з відстанню від берегів не менш ніж 50 м. Також можна застосовувати багатократні вимірювання з екранами і без них на зразок радіометричного опробування. Коли значення НФ не визначено, замість нього можна брати значення, виміряні на інтервалах зі слабоактивними породами (чисті вапняки, кам'яна сіль тощо).

3.6. Калібрування радіометричної апаратури

Перехід від результатів свердловинних вимірювань γ -випромінювання гірських порід до оцінки їхньої радіоактивності в γ -методі здійснюється за допомогою градуювальних залежностей, отриманих з використанням еталонних джерел γ -випромінювання.

Інтенсивність γ -випромінювання, що вимірюється у свердловинах, залежить від інтегральної чутливості детекторів, початкового порога реєстрації γ -квантів, величини фонового випромінювання та інших факторів навіть у роботі з однотиповими приладами з однаковими датчиками, а тим більше з різними радіометрами і детекторами.

З метою зменшення (виключення) впливу зазначених факторів і забезпечення можливості зіставлення результатів, отриманих

різними радіометрами, вимірювання природної γ -активності гірських порід, що становлять розрізи свердловин, мають проводитися каліброваною апаратурою.

Калібрування вимірювальної апаратури передбачає поділ апаратури на типи за чутливості її до γ -випромінювання, перевірку відповідності кожного радіометра даного типу еталонному приладу, для якого отримана градууювальна залежність результатів γ -каротажу від γ -активності гірських порід. За потреби вносять необхідні корективи в апаратуру, визначають поправкові коефіцієнти або залежності, які зводять показання даного зразка апаратури до рівня еталонного приладу.

Калібрування проводять перед введенням в експлуатацію кожного приладу і повторюють щорічно, а також після кожного ремонту апаратури, оскільки заміна окремих елементів або вузлів схеми може спричинити порушення калібрування.

У практиці каротажних досліджень широко застосовують два способи калібрування апаратури γ -каротажу: спосіб радієвих еталонів і спосіб еталонних свердловин.

Спосіб радієвих еталонів. Для калібруванням апаратури γ -каротажу необхідний набір еталонів (5–8) з різною потужністю експозиційної дози поглинання γ -випромінювання, який охоплює весь діапазон зміни радіоактивності гірських порід, що становлять розріз свердловин. Зазвичай джерело γ -випромінювання має колімацію для спрямування потоку випромінювання в бік приладу.

Апаратуру перед калібруванням ретельно перевіряють і регулюють, установлюють масштаб запису в імп/хв. Еталонний свердловинний прилад і прилад, що калібрується, розташовують на спеціальному майданчику на висоті не менше ніж 2 м від поверхні землі й на відстані 4 м від сторонніх предметів, або використовують перевірний стенд (рис. 3.11).

Від середини детектора γ -каротажу горизонтально натягують трос для підвішування джерел γ -випромінювання. Реєструють натуральний фон γ -випромінювання $I_{\gamma,ф}$ без калібрувального джерела. Калібрування під час вимірювання інтенсивності γ -випромінювання I_{γ} проводять не менше ніж у 4–6 положеннях за відстані джерела від детектора $r = 0,5–4$ м. У кожному положенні джерела ведуть запис величини I_{γ} не менше ніж 1,0–1,5 хв за максимальної постійної часу інтегральної комірки τ_i .

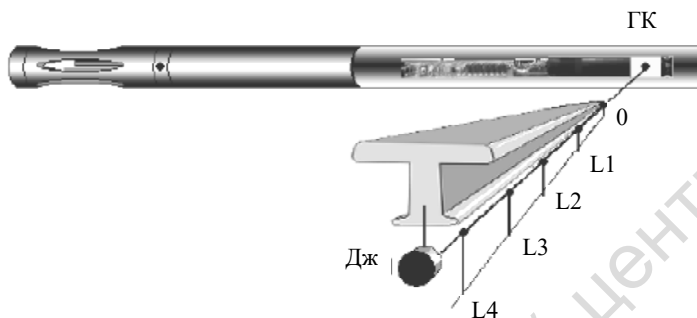


Рис. 3.11. Схема перевірного стенда для зондів гамма-каротажу (за [39])
Дж – джерело, L... – точки вимірювання

Контрольні точки L_0, \dots, L_4 необхідно вибирати пропорційно квадрату відстані з урахуванням інтенсивності джерела. Контрольне значення інтенсивності має бути рівномірно розподілене в діапазоні вимірювань. Практичний досвід показує, що крок зміни інтенсивності радіоактивності між контрольними точками становить приблизно 20 % від максимального, якщо контрольні точки розташовані на довжинах 0,1, 2,5, 4,5 та 10 м.

Після цього встановлюється залежність між показаннями з урахуванням фону $I_\gamma - I_{\gamma,ф}$ приладу, що калібрується, і еталонним приладом шляхом зіставлення їхніх показань (в імп/хв) за одних і тих же відстаней до джерела. Користуючись цією залежністю, покази приладу, що калібрується, приводять до масштабу градуовальної залежності, отриманої еталонним приладом.

Для калібрування використовують еталонне радієве джерело. У результаті градуювання визначають перехідні коефіцієнти K_γ між інтенсивністю рахунку імпульсів та експозиційною дозою поглинання γ -випромінювання для еталонного приладу і приладу, що калібрується, за формулою

$$K_\gamma = \Delta I_\gamma / \Delta \alpha, \quad (3.17)$$

де ΔI_γ – різниця між двома інтенсивностями (в імп/хв); $\Delta \alpha$ – різниця між відповідними потужностями дози (в А/кг).

Потужності дози γ -випромінювання під час градуювання змінюються рівними ступенями $\Delta \alpha$ в межах від $30 \cdot 10^{-14}$ А/кг до $720 \cdot 10^{-14}$ А/кг. Для створення цих потужностей дози погли-

нання γ -випромінювання відстані r від центра детектора до еталона розраховуються за формулою

$$r = \sqrt{A/\alpha_r}, \quad (3.18)$$

де $A = 840 \alpha_p$ – потужність дози на відстані 1 м (α_p – активність еталона); α – задана потужність дози (в А/кг).

Для кожного положення еталонного γ -джерела отримують значення I_γ , за якими будують градувальні графіки, що являють собою залежності величини інтенсивності від заданих потужностей експозиційної дози поглинання γ -випромінювання (рис. 3.12).

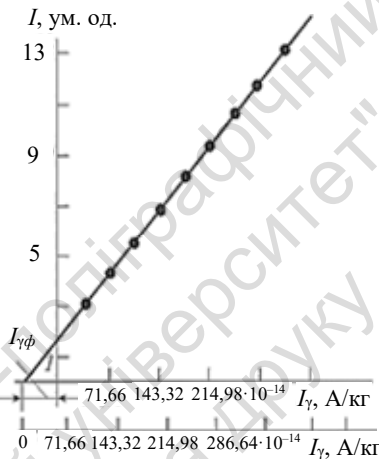


Рис. 3.12. Графік еталонування одноканальної апаратури гамма-методу
 I – відхилення реєстратора, ум. од.,
 рівняння еталонування $n = 28,664 \cdot 10^{-14}$ (А/кг на ум. од.)

Для визначення натурального фону γ -випромінювання градувальну криву екстраполюють до перетину з віссю потужностей дози і шкалу потужностей дози зміщують ліворуч на величину натурального фону $I_{\gamma,ф}$. Потім за градувальним графіком визначають перерахунковий коефіцієнт K_γ .

Слід зазначити, що природна радіоактивність гірських порід залежить не тільки від інтенсивності γ -випромінювання по стовбуру свердловини, але й від його спектрального енергетичного складу. Енергетичний спектр γ -випромінювання еталонних джерел відрізняється від енергетичного складу γ -випромінювання порід у свердловині,

тому покази радіометра в одиницях інтенсивності випромінювання, отримані під час градування способом радієвих еталонів, часто призводять до істотних похибок вимірювань γ -випромінювання у свердловині. Цей недолік усувають за допомогою калібрування радіометричної апаратури в еталонних свердловинах.

Спосіб еталонних свердловин. Калібровка апаратури γ -каротажу в еталонних свердловинах, в яких розріз відкладів і умови вимірювання характерні для району досліджень, зводить до мінімуму або повністю виключає спотворювальні чинники: інтегральну чутливість детектора, лінійність шкал реєстратора, початковий поріг реєстрації γ -квантів, величину фонового випромінювання радіометра, індивідуальні особливості апаратури γ -каротажу тощо.

У цьому способі обсаджена свердловина, що розкрила розріз, типовий для даного регіону за радіоактивністю, забезпечує такі ж умови вимірювання, як і в досліджуваних свердловинах, використовується для калібрування радіометричної апаратури.

Суть цього способу полягає в тому, що криві γ -каротажу еталонного і рядового приладів за різних умов їхнього запису приводять до умов вимірювань в еталонній свердловині. Із цією метою в еталонній свердловині вимірюють природну радіоактивність еталонним радіометром і радіометром, що калібрується. На кривих γ -каротажу виділяються пласти потужністю понад 2 м і для інтенсивностей випромінювання $I_{\gamma,i}$, зареєстрованих проти них, визначають середньоквадратичне відхилення

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum n_i (I_{\gamma,i} - I_{\gamma,сеп})^2}{\sum n_i}}, \quad (3.19)$$

де n_i – число значень $I_{\gamma,i}$ у загальній кількості інтервалів $\sum n_i$, на які розбивається розріз еталонної свердловини.

Використовується імовірнісна нормалізована одиниця $|\Delta I_{\gamma}|_{ім}$, що визначається як подвоєна величина середнього квадратичного відхилення σ інтенсивності $I_{\gamma,i}$, від її середнього значення зареєстрованого в еталонному середовищі $I_{\gamma,сеп}$. Значення інтенсивності γ -випромінювання проти досліджуваних пластів $I_{\gamma,i}$ перераховуються у відносні одиниці $|\Delta I_{\gamma}|_{ім} = I_{\gamma,i}/2\sigma$.

Результати γ -каротажу можна виражати в одиницях радіоактивності гірських порід, якщо еталонні свердловини пробурені з повним відбором керна, який проаналізовано в лабораторних умовах на

радіоактивність. Отже, є можливість кількісно оцінювати радіоактивність гірських порід, розкритих свердловинами. В цьому випадку надійні результати отримують для гірських порід з однаковою закономірністю зміни природної радіоактивності.

Перевірку апаратури γ -каротажу здійснюють на свердловині до й після проведення досліджень. Перевіряється відповідність чутливості каналу γ -каротажу до γ -випромінювання, що заміряється у свердловині, і від контрольного γ -джерела, яке використовується у ході градування, тобто у визначенні похибок вимірювань. Із цією метою до і після дослідження γ -методом на свердловині виконують вимірювання інтенсивності γ -випромінювання космічного фону і від контрольного γ -джерела, яке прикладають до кожуха точно проти детектора. Різниця цих інтенсивностей $\Delta I_\gamma = I_\gamma - I_{\gamma,ф}$ не повинна виходити за межі $\pm 10\%$ від величини, отриманої під час калібрування.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте суть іонізаційного методу реєстрації радіоактивних випромінювань.
2. Наведіть принцип дії та основні параметри газорозрядних детекторів.
3. Що таке газове підсилення в газонаповнених детекторах радіоактивного випромінювання?
4. Яке принципове розходження у характері електричного поля в іонізаційній камері та пропорційному лічильнику? За рахунок чого це розходження зазвичай досягається?
5. Чим відрізняються лічильники Гейгера-Мюллера і пропорційні?
6. Що називають плато лічильника і за рахунок чого воно утворюється для лічильника Гейгера-Мюллера?
7. Наведіть принцип дії та основні параметри напівпровідникових детекторів.
8. Сформулюйте суть сцинтиляційного методу реєстрації радіоактивних випромінювань.
9. Які переваги та недоліки сцинтиляційних детекторів порівняно з газорозрядними?
10. Які сцинтилятори найчастіше використовують для реєстрації γ -квантів і чому?

11. Яка суть трекового методу реєстрації радіоактивних випромінювань?
12. Назвіть основні блоки радіометрів.
13. Назвіть переваги та недоліки встановлення в радіометрі малої й великої постійної часу інтегрувального каскаду.
14. Чому ефективність реєстрації газорозрядних лічильників для γ -квантів значно нижча, ніж для β -частинок?
15. Які сцинтилятори використовують зазвичай у спектрометрах γ -випромінювань і чому?
16. Які сцинтилятори використовують для реєстрації повільних нейтронів?
17. Чому в апаратурному спектрі γ -випромінювання виникає лінія, яка відповідає енергії $E_\gamma = 0,51$ МеВ?
18. Чому складова апаратурного спектра γ -випромінювання, викликана комптонівським розсіянням, є суцільною?
19. Дайте порівняльну оцінку переваг і недоліків використання лічильників Гейгера-Мюллера, пропорційних, сцинтиляційних і напівпровідникових для реєстрації γ -квантів.
20. Що називають енергетичним розрізненням спектрометра?
21. Які детектори використовують під час спектрометрії γ -випромінювання?
22. Які абсолютна і відносна статистичні похибки у визначенні сумарної кількості імпульсів, якщо останнє значення в ході вимірів протягом 2 хв становило 1000 імп? Яка швидкість рахування та її статистична похибка?
23. Скільки частинок має зареєструвати радіометричний прилад, щоб відносна статистична похибка становила не більше 2 %?
24. Знайдіть відносну похибку визначення швидкості рахування від зразка (за винятком фону), якщо за час вимірювання активності зразка $t_{\text{вим}} = 5$ хв зареєстровано 10^4 імп, а вимірювання фону протягом 10 хв дали загальний рахунок $- 5 \cdot 10^3$ імп.
25. Знайдіть відносні статистичні коливання показань свердловинного радіометра в межах однорідного пласта великої потужності, якщо постійна інтегрувального каскаду становить 6 с, швидкість рахування $- 200$ імп/хв.
26. Сцинтиляційний детектор опромінюється практично паралельним пучком γ -квантів, який паралельний осі сцинтилятора діаметром 40 мм. Швидкість рахування 500 імп/хв за щільності потоку квантів 15 імп/с. Визначте ефективність лічильника.
27. Охарактеризуйте способи калібрування апаратури γ -каротажу.

Література: [1-5, 8-12, 14-16, 19, 22-23, 36-37, 40-41].

РОЗДІЛ 4

Джерела радіоактивних випромінювань

Джерело іонізуючого випромінювання – об'єкт, що містить радіоактивний матеріал (радіонуклід) або технічний пристрій, який генерує або здатний за певних умов генерувати іонізуюче випромінювання і призначений для отримання потоку іонізуючих частинок з певними властивостями.

Залежно від виду радіоактивного випромінювання виділяють джерела: γ -випромінювання, джерела заряджених частинок і нейтронів. Для радіонуклідних джерел такий поділ не є абсолютним, оскільки в процесі ядерних реакцій основний вид випромінювання джерела може супроводжуватися істотним внеском супутніх радіоактивних випромінювань.

Зважаючи на фізичні принципи генерації випромінювання, виділяють: радіонуклідні джерела на основі природних і штучних радіоактивних ізотопів і фізико-технічні джерела (нейтронні та рентгенівські трубки, прискорювачі заряджених частинок). Розрізняють відкриті й закриті радіонуклідні джерела випромінювання. До відкритих джерел іонізуючого випромінювання належать ті, з використанням яких можливе надходження радіоактивних речовин, що містяться в них, до навколишнього середовища. Закриті джерела іонізуючого випромінювання – ампуловані або покриті захисним покриттям радіоактивні матеріали. Така компоновка унеможливорює контакт персоналу з радіоактивним матеріалом і запобігає його надходженню в навколишнє середовище.

За призначенням виділяють калібрувальні (зразкові), контрольні (робочі) та промислові (технологічні) джерела. Калібрувальні джерела використовують під час калібрування та метрологічної перевірки ядерно-фізичною апаратури. Контрольні джерела використовують для перевірки та налаштування ядерно-фізичних приладів і установок (спектрометрів, радіометрів, дозиметрів та ін.) шляхом контролю за стабільністю і повторюваністю показань приладів

у певній геометрії розташування джерела щодо детектора випромінювання. Промислові джерела випромінювання застосовують у ході ядерно-геофізичних досліджень і в різних виробничих процесах і установках виробничого призначення (ядерно-геофізичні методи досліджень та аналізу речовини, безконтактні методи контролю технологічних процесів, дефектоскопія та ін.).

Джерела випромінювання характеризуються такими технічними параметрами:

1. Вид випромінювання (для радіонуклідних – основний за призначенням).

2. Геометрія джерела (форма і розміри). Геометричні джерела можуть бути точковими і протяжними. Протяжні джерела можуть бути лінійними, поверхневими або об'ємними.

3. Активність (кількість розпадів в одиницю часу) та її розподіл для радіонуклідних джерел. Потужність або щільність потоку випромінювання для фізико-технічних джерел.

4. Енергетичний склад. Енергетичний спектр джерел може бути моноенергетичним (генеруються частинки або кванти однієї фіксованої енергії), дискретним (генеруються моноенергетичні частинки або кванти кількох енергій) або безперервним (генеруються частинки або кванти різних енергій в межах деякого енергетичного діапазону).

5. Кутовий розподіл випромінювання. Серед різноманіття кутових розподілів випромінювань джерел для розв'язання більшості практичних завдань зазвичай використовуються ізотропний, косинусоїдальний або мононаправлений.

4.1. Джерела альфа-випромінювання

Альфа-випромінювання – це корпускулярне іонізуюче випромінювання, що являє собою потік α -частинок (ядер атомів гелію) з енергією до 10 МеВ, початкова швидкість близько – 20 тис. км/с. Ці частинки генеруються при розпаді радіонуклідів з великим атомним номером, в основному це трансуранові елементи з атомними номерами більше 92. Їхня іонізуюча здатність величезна, а проникна – незначна. Довжина пробігу в повітрі – 3–11 см (наближено дорівнює енергії частинок у мегаелектрон-вольтах),

у рідких і твердих середовищах – соті частки міліметра. Шар речовини з поверхневою густиною $0,01 \text{ г/см}^2$ повністю поглинає випромінювання з енергією до 10 МеВ. Зовнішнє α -випромінювання поглинається в роговому шарі шкіри людини.

У радіонуклідних джерелах α -випромінювання використовуються α -розпад нестабільних ядер як природних, так і важких штучних ізотопів. Діапазон енергій α -частинок у процесі α -розпаду становить від 4 МеВ до 8 МеВ. Енергетичний розподіл випромінювання дискретний і представлений α -частинками декількох груп енергій. Вихід α -частинок з максимальною енергією зазвичай найбільший, ширина енергетичних ліній випромінювання дуже мала. Для виготовлення радіонуклідних α -джерел використовуються ізотопи з максимальним виходом α -частинок і з мінімальним супутнім γ -випромінюванням (табл. 4.1). Виготовляються джерела в тонкошаровому варіанті на металевих підкладках.

Таблиця 4.1

Радіонуклідні джерела α -частинок

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія частинок, МеВ	Вихід %/Бк
^{210}Po	Полоній-210	138 діб	5,3	100
^{226}Ra	Радій-226	1620 років	4,78; 4,59	95; 5
^{238}Pu	Плутоній-238	87,74 років	5,5; 5,46	72; 28
^{239}Pu	Плутоній-239	24410 років	5,15; 5,13; 5,1	72; 17; 11
^{241}Am	Америцій-241	432,2 років	5,49; 5,44	85; 15
^{242}Cm	Кюрій-242	163 діб	6,11; 6,07	74; 26
^{244}Cm	Кюрій-244	17,4 років	5,80; 5,76	77; 23
^{252}Cf	Каліфорній-252	2,55 років	6,11; 6,07	85; 15

Практично чисті α -випромінювачі (напр., ^{210}Po) є чудовими джерелами енергії. Питома потужність випромінювача на базі ^{210}Po становить понад 1200 Вт/см^3 . Полоній-210 послужив обігрівачем на космічному апараті "Луноход-2", підтримуючи температурні умови, необхідні для роботи апаратури. Як джерело енергії ^{210}Po широко використовується для живлення космічних апаратів і віддалених маяків. Застосовується також він для видалення статичної електрики на текстильних фабриках, іонізації

повітря для кращого горіння палива в мартенівських печах і навіть для видалення пилу з фотоплівок.

Коротка характеристика деяких джерел α -часток.

Плутоній-238. Плутоній не має стабільних ізотопів. Плутоній-238 отримують шляхом нейтронного опромінення непу-тунію-237, який, у свою чергу, отримують шляхом опромінення урану в ядерних реакторах з наступною хімічною сепарацією. Плутоній має високу теплотвірну здатність. Приблизно 30 % емітованої енергії припадає на м'яке γ -випромінювання (43 кеВ). Типова активність – 34,7 ТБк/г. Плутоній-238 для джерел випромінювання представлений у вигляді оксиду металу.

Америцій-241. Америцій – трансурановий елемент, що не має стабільних ізотопів. Отримання америцію здійснюється послідовно: захопленням нейтронів ураном-238 його продуктом активізації й розпаду, утворенням плутонію-241 з наступним розпадом до америцію-241.

Виготовляються також низькоактивні джерела, які слугують еталоном випромінювання для калібрування радіометрів, дозиметрів та іншої вимірювальної апаратури. Зразкові джерела α -випромінювання виготовляються на базі ізотопів ^{234}U і ^{238}U , ^{239}Pu .

До фізико-технічних джерел пучків іонів гелію, протонів або важких іонів належить циклотрон. Це прискорювач протонів (або іонів), в якому частота прискорювального електричного поля і магнітне поле постійні в часі. Частинки рухаються в циклотроні по плоскій спіралі, що розгортається. Максимальна енергія прискорених протонів – 20 МеВ.

4.2. Джерела бета-випромінювання

Бета-випромінювання – корпускулярне іонізуюче випромінювання, потік електронів або позитронів, що виникає під час β -розпаду атомних ядер з викидом з ядра електрона або позитрона зі швидкістю, близькою до швидкості світла. Бета-розпад радіонуклідів супроводжується випромінюванням нейтрино, у цьому випадку розподіл енергії розпаду між електроном і нейтрино має випадковий характер. Це призводить до того, що енергетичний

розподіл випромінюваних β -частинок є безперервним від 0 до визначеної для кожного ізотопу максимальної енергії E_{\max} , мода розподілу зсунута в область низьких енергій, а середнє значення енергії частинок становить 0,25–0,45 E_{\max} . Приклад енергетичного розподілу β -випромінювання наведено на рис. 4.1.

Чим менший період піврозпаду радіонукліда, тим більша максимальна енергія випромінюваних β -частинок. Інтервал значень E_{\max} для різних радіонуклідів змінюється від десятків кілоелектрон-вольтів до десятків мегаелектрон-вольтів, але періоди піврозпаду нуклідів в останньому випадку дуже малі, що утруднює їхнє використання для розв'язання технологічних завдань.



Рис. 4.1. Графік енергетичного розподілу випромінювання радіонуклідного β -джерела

Характеристика проникної здатності випромінювання зазвичай дається за середньою величиною поглинання енергії випромінювання в разі його проходження через шар речовини з поверхневою густиною 1 г/см^2 . Поглинання енергії β -частинок у випадку проходження через речовину – близько 2 MeV на 1 г/см^2 , і захист від випромінювання радіонуклідних джерел не є проблемою. Шар свинцю завтовшки 1 мм практично повністю поглинає β -випромінювання з енергією до $2,5 \text{ MeV}$.

Джерела β -випромінювання (дискові й точкові) виготовляються в тонкошаровому варіанті на спеціальних підкладках, від матеріалу яких істотно залежить коефіцієнт відбиття β -частинок від підкладки (збільшується зі збільшенням атомного номера матеріалу і може досягати десятків відсотків для важких металів). Товщина активного шару і наявність на ньому захисного покриття

залежить від призначення джерела та енергії випромінювання. У ході спектрометричних вимірювань поглинання енергії частинок в активному шарі й захисному покритті не повинно перевищувати 2–3 %. Діапазон активності джерел – від 0,3 до 20 ГБк.

Потужні джерела виготовляються у вигляді герметичних капсул із титану або нержавіючої сталі, що мають спеціальне вихідне вікно для β -випромінювання. Наприклад, ізотопна установка СІРІУС-3200 на суміші ізотопів Sr-Y з активністю 3200 Кі забезпечує вихідну щільність потоку електронів до 10^8 електрон·см⁻²·с⁻¹. У табл. 4.2 наведено найпоширеніші радіонуклідні джерела β -частинок.

Таблиця 4.2

Радіонуклідні джерела β -частинок

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Максимальна енергія, кеВ
³ H	Тритій	12,6 років	18,6
³⁵ S	Сірка-35	87,2 діб	167
⁶³ Ni	Нікель-63	36962,51 доби	66,945
⁹⁰ Sr + ⁹⁰ Y	Стронцій-90 + Ітрій-90	28,6 років + 64,1 год	546 + 2270
¹⁴⁷ Pm	Прометій-147	2,6 років	220
²⁰⁴ Tl	Талій-204	3,9 років	77

Коротка характеристика деяких джерел β -частинок.

Нікель-63. ⁶³Ni електролітично наноситься на прямокутну або круглу підкладку і покривається захисним шаром нікелю або іншим корозійно-стійкий покриттям. Призначення джерела – створення струму іонізації в навколишньому повітряному шарі. Рекомендований термін експлуатації: 5 років на повітрі, 10 років в атмосфері інертного газу. Активність джерел – від 30 до 5060 МБк.

Стронцій-90. Стронцій має чотири стабільні ізотопи, серед яких Sr-88 надзвичайно поширений (82,6 %). Радіонуклід стронцій-90 утворюється в результаті ділення урану-235 (5,8 %) та плутонію-239 (2 %). Напрацювання стронцію-90 відбувається в ядерних реакторах або в реакторах для виробництва ізотопів. Стронцій-90, у свою чергу, перетворюється шляхом β -розпаду в ітрій-90, який теж є β -випромінювачем. Вартість стронцієвих

джерел орієнтовно становить 45 дол за ТБк (2002). Типова питома активність – 5,2 ТБк/г, форма для джерел – оксид металу.

Прометій-147. Джерела ^{147}Pm наносять на емальовану підложку, яка розміщується в герметичній титановій капсулі з титановим вікном завтовшки 5 мкм. Назначений термін служби джерел – 10 років. Активність джерел – від 3,7 до 18,5 ГБк.

Бета-розпад для більшості радіонуклідів супроводжується інтенсивним γ -випромінюванням. Це пояснюється тим, що кінцеве ядро розпаду утворюється у збудженому стані, енергія якого знімається генерацією γ -квантів. Крім того, у процесі гальмування β -частинок у середовищі з підвищеною густиною виникає гальмівне γ -випромінювання, а перебудова електронної оболонки нового атома супроводжується появою характеристичного рентгівського випромінювання.

Промислові фізико-технічні джерела заряджених частинок – прискорювачі електронів (мікротрони, бетатрони, лінійні хвильові прискорювачі) використовуються для генерації високоенергетичних потоків електронів (більше 3–5 МеВ).

На відміну від ізотопних джерел із безперервним спектром електронів прискорювачі дають пучок електронів фіксованої енергії, причому потік та енергія електронів можуть змінюватися в широких інтервалах.

У різних галузях господарства використовуються промислові прискорювачі серії ЭЛВ російського виробництва, що мають енергію 0,2–2,5 МеВ, потужність – до 400 кВт; прискорювачі серії ИЛУ з енергією 0,7–5 МеВ, потужністю до 50 кВт. Установки розраховані на безперервну роботу в промислових умовах, забезпечені різноманітними системами розгортки пучка електронів для опромінювання різних матеріалів. Приклад промислового бетатрона для радіографії подано на рис. 4.2.

Бетатрони застосовують для радіаційно-хімічних технологій, що використовуються у виробництві кабельної продукції з термостійкою ізоляцією, полімерних труб гарячого водопостачання, термоусадкових труб, холодостійких полімерів, полімерних ролонних композитних матеріалів і в ядерно-фізичних лабораторіях. Імпульсний прискорювач РИУС-5 створює струм електронів в імпульсах 0,02–2 мкс до 100 кА з енергією електронів до

14 МеВ. Малогабаритні імпульсні бетатрони використовуються для радіографічного контролю якості матеріалів і виробів у нестационарних умовах і в ядерно-геофізичних лабораторіях.

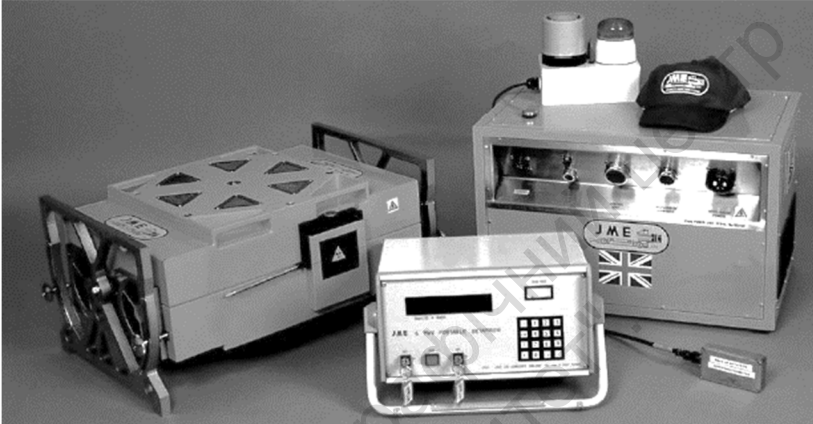


Рис. 4.2. Промисловий бетатрон для радіографії
(за JME Betatron Data Pack)

4.3. Джерела гамма-випромінювання

Гамма-випромінювання – короткохвильове електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі, меншою за 0,1 нм, яке виникає у результаті розпаду радіоактивних ядер, переходу ядер зі збудженого стану в основний, за взаємодії швидких заряджених частинок з речовиною, анігіляції електронно-позитронних пар і за інших перетворень елементарних частинок. Через те, що ядра мають тільки певні дозволені рівні енергетичного стану, спектр γ -випромінювання дискретний і складається зазвичай з кількох груп енергій в діапазоні від декількох кілоелектрон-вольтів до десятків мегаелектрон-вольтів. Для радіонуклідів з великими атомними номерами кількість енергетичних груп γ -квантів може досягати декількох десятків, але вони різко розрізняються за вірогідністю виходу. Кількість квантових ліній зі значним виходом зазвичай невелика.

Потік γ -квантів має хвильові й корпускулярні властивості й поширюється зі швидкістю світла. Висока проникна здатність

γ -випромінювання пояснюється відсутністю електричного заряду і значним запасом енергії. Інтенсивність опромінювання γ -квантами знижується обернено пропорційно квадрату відстані від точкового джерела.

Шляхи пробігу γ -квантів у повітрі вимірюються сотнями метрів, у твердій речовині – десятками сантиметрів. Проникна здатність γ -випромінювання збільшується зі зростанням енергії γ -квантів і зменшується зі збільшенням густини середовища. Ослаблення фотонного іонізуючого випромінювання шаром речовини відбувається за експоненціальним законом. Для енергії випромінювання 1 МеВ товщина шару десятикратного ослаблення становить близько 30 г/см^2 (2,5 см свинцю, 4 см заліза або 12–15 см бетону).

Радіонуклідні джерела γ -квантів – природні й штучні β -активні ізотопи (табл. 4.3), дешеві та зручні в експлуатації. У процесі β -розпаду нуклідів ядро – продукт розпаду – утворюється у збудженому стані. Перехід збудженого ядра в основний стан відбувається з випусканням одного або декількох γ -квантів, що ідуть один за одним і знімають енергію збудження. Радіонуклідні джерела являють собою герметичні ампули з нержавіючої сталі або алюмінію, заповнені радіоактивним ізотопом. Енергія γ -квантів радіонуклідних джерел не перевищує 3 МеВ.

Коротка характеристика деяких джерел γ -частинок.

Кобальт-60. Стабільний ізотоп кобальту-59 під час опромінення тепловими нейтронами в реакторі перетворюється в радіоактивний кобальт-60. Час опромінення становить два роки. Кобальт-60 зазнає β -розпаду, який супроводжується γ -випромінюванням двох енергій (1,173 МеВ та 1,333 МеВ). Промислова форма випуску кобальту-60 – маленькі металічні пелети (циліндри з діаметром і висотою в 1 мм), покриті циркалоєм. На 2006 р. джерела випускають у дослідницьких центрах Канади, США та РФ. Їхня вартість 40–53 дол за 1 ТБк. Типова питома активність кобальту-60 – 3,7 ТБк/г, а форма випуску – металевий злиток (рис. 4.3).

Після закінчення експлуатації джерела повертають виробникам на переробку або на зберігання у спеціалізованих сховищах.

Цезій-137 – високоактивний лужний метал з одним стабільним ізотопом – Cs-133 та трьома радіоактивними: цезій-134 ($T_{1/2}$ – 2 роки), цезій-135 ($T_{1/2}$ – 2,3 млн років) і цезій-137 ($T_{1/2}$ – 30 років).

Розпад цезію-137 супроводжується β -випромінюванням з максимальною енергією в 518 кеВ. Цезій-137 отримують в ядерних реакторах шляхом ділення ядер урану з наступною хімічною сепарацією. Промислова форма джерела – кристалічний хлорид цезію у формі від порошку до сантиметрових блоків. Пресований порошок міститься у подвійній сорочці з нержавіючої сталі для набуття механічної міцності матриці та запобігання гігроскопічного вбирання вологи. Типова питома активність – 0,75 ТБк/г.

Вартість джерел змінюється від 250 до 10500 дол за 1 ТБк залежно від розміру партії джерел (2003).

Таблиця 4.3

Радіонуклідні джерела γ -випромінювання

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія ліній випромінювання, кеВ	Вихід квантів, %/Бк
²⁴ Na	Натрій-24	14,9 год	1380; 2760	110
⁵⁹ Fe	Залізо-59	45 діб	1100; 1290	56; 44
⁶⁰ Co	Кобальт-60	5,27 років	1170; 1333	110
⁶⁵ Zn	Цинк-65	245 діб	1120	45,5
⁷⁵ Se	Селен-75	119,77 діб	120; 136; 265; 280; 400	15; 54; 56; 36
⁸⁵ Sr	Стронцій-85	64 доби	513	100
¹¹³ Sn	Олово-113	119 діб	393	69,4
¹²⁴ Sb	Сурма-124	60,8 доби	610; 640–1450; 1690; 2080	100; 35; 50; 6,5
¹³¹ I	Йод-131	8,1 доби	360; 630–720	78; 12
¹³⁷ Cs	Цезій-137	30 років	661	94,4
¹⁴¹ Ce	Церій-141	32,5 діб	145	67
¹⁹² Ir	Іридій-192	74 доби	296–316	1,36
²⁰³ Hg	Ртуть-203	46,9 доби	0,279	87
²²² Rn	Радон-222	3,82 доби	241–2452	2

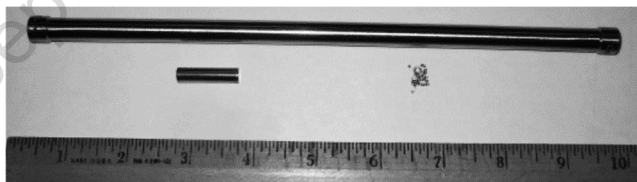


Рис. 4.3. Типовий злиток кобальту-60 (за [54])

Іридій-192. Іридій, поряд з осмієм, один із найщільніших металів ($22,42 \text{ г/см}^3$), дуже твердий і крихкий, хімічно стійкий і має високу температуру плавлення (понад $2400 \text{ }^\circ\text{C}$). Іридій-192 отримується шляхом опромінення природного іридію в ядерному реакторі, в якому іридій-191 захоплює нейтрон і перетворюється на іридій-192. Радіоактивний розпад іридію супроводжується β -випромінюванням (головний пік $1,46 \text{ MeV}$). Іридієві джерела зазвичай формують у дріт або диски з тонкої фольги. Повернення використаних джерел іридію-192 на виробництво, дистриб'ютору або сховище не викликає проблем, оскільки він має малий період піврозпаду. Типова питома активність – $18,5 \text{ ТБк/г}$.

Селен-75. Селен – легкий, активний елемент, що утворює токсичні сполуки. Має середню густину ($4,3\text{--}4,8 \text{ г/см}^3$) і точку плавлення $217 \text{ }^\circ\text{C}$. Селен-75 розпадається внаслідок електронного захоплення, емітуючи $1,75 \text{ }\gamma$ -квантів на один розпад у широкому діапазоні енергій. Типова питома активність – $20\text{--}45 \text{ ТБк/г}$.

На сьогодні потужні джерела γ -випромінювання знайшли застосування в геології й гірничій промисловості (рудосортування), медицині (радіотерапія, стерилізація інструментів і матеріалів), у радіаційній хімії (радіаційно-хімічна модифікація матеріалів, синтез полімерів) і в багатьох інших галузях промислового виробництва та будівництва (дефектоскопія, масометрія, товщинометрія матеріалів та ін.).

Фізико-технічні джерела γ -випромінювання являють собою прискорювачі електронів, які використовуються для генерації γ -квантів. У цих прискорювачах електронний потік розганяється до енергій в декілька мегаелектрон-вольтів і направляється на мішень (цирконій, барій, вісмут та ін.), в якій виникає потужний потік γ -квантів гальмівного випромінювання з безперервним спектром від нуля до максимальної енергії електронів.

Для створення потужних імпульсних потоків гальмівного γ -випромінювання використовують установки типу ЛІУ-10, ЛІУ-15, УІН-10, РІУС-5. Імпульсний прискорювач РІУС-5 дозволяє створювати потужність дози гальмівного γ -випромінювання до 10^{11} Р/с із середньою енергією γ -квантів близько 2 MeV .

Малогобаритні імпульсні бетатрони використовують для радіографічного контролю якості матеріалів і виробів у нестационарних

умовах: на монтажних і будівельних майданчиках, контролі зварних з'єднань і заірної арматури нафто- і газопроводів, контролі опор мостів та інших відповідальних будівельних конструкцій, а також контролі лиття та зварних з'єднань великої товщини. Максимальна енергія гальмівного γ -випромінювання установок – до 7,5 МеВ, максимальна товщина просвічування матеріалів – до 300 мм.

Найпоширеніші радіонуклідні ("хімічні") джерела γ -випромінювання, що застосовуються в каротажі (див. табл. 5.2): ИГИ-Ц-3-1/3-11 (Cs-137), ИГИ-Ц-4 (Cs-137, активність $6,65 \cdot 10^9 - 6,65 \cdot 10^{10}$ Бк), ИРИК-Д (Cd-109), Co-60, ИГИ-А-4М/4М-1 (Am-241).

4.4. Джерела рентгенівського випромінювання

Рентгенівське випромінювання за своїми фізичними властивостями аналогічне γ -випромінюванню, але природа його зовсім інша. Це відносно низькоенергетичне електромагнітне іонізуюче випромінювання, що займає спектральну область між γ -випромінюванням і ультрафіолетовим діапазоном. Воно являє собою фотони низьких енергій від одиниць до сотень кілоелектрон-вольтів, довжина хвилі яких лежить у діапазоні $10^{-12} - 10^{-8}$ м, а частота – $10^{16} - 10^{20}$ Гц. Рентгенівське випромінювання виникає внаслідок збудження атомів елементів потоком електронів, α -частинок або γ -квантів, за якого відбувається вибивання електронів із внутрішніх електронних оболонок атома. Відновлення електронних оболонок атома супроводжується випромінюванням рентгенівських квантів і має лінійчатий спектр енергій зв'язку електронів з ядром.

Рентгенівське випромінювання супроводжує також β -розпад радіонуклідів, за якого ядро елемента збільшує свій заряд на +1 і відбувається перебудова його електронної оболонки. Цей процес дозволяє створювати досить потужні й дешеві радіонуклідні джерела рентгенівського випромінювання (табл. 4.4). Природно, що такі джерела одночасно є джерелами β - і γ -випромінювання. Для виготовлення таких джерел використовують радіонукліди з мінімальною енергією випромінюваних β -частинок і γ -квантів.

Таблиця 4.4

Радіонуклідні джерела квантів низьких енергій

Ізотоп	Назва	Період піврозпаду	Енергія ліній випромінювання, кеВ	Вихід квантів, %/Бк
⁵⁵ Fe	Залізо-55	2,7 років	5,9	26
⁵⁷ Co	Кобальт-57	270 діб	6,4; 122; 136; 144	51; 85; 11; 9,7
¹⁰⁹ Cd	Кадмій-109	453 діб	22,1; 88	96; 4
¹¹⁹ Sn	Олово-119	250 діб	25,2; 23,8	100; 100
¹³³ Ba	Барій-133	9,5 років	81; 292; 360	32; 26; 74
¹⁴⁵ Sm	Самарій-145	1,12 років	38,7; 60	
¹⁵³ Gd	Гадолій-153	236 діб	41.5; 70; 97; 103	110; 3; 30; 20
¹⁷⁰ Tm	Тулій-170	129 діб	52.3; 84	100; 3
²⁴¹ Am	Америцій-241	458 років	14–17; 59,6; 26,4	37; 36; 30

З речовиною рентгенівське випромінювання взаємодіє шляхом когерентного розсіяння, фотоэффекту або (незначною мірою) комптонівського розсіяння фотонів.

Захист від рентгенівського випромінювання істотно простіший, ніж від γ -випромінювання. Шар свинцю в 1 мм забезпечує десятикратне ослаблення випромінювання з енергією 100 кеВ.

Фізико-технічними джерелами цього виду випромінювання є рентгенівські трубки (рис. 4.4), в яких під впливом потоку електронів, розігнаних до декількох десятків кілоелектрон-вольтів, на мішені (аноді трубки) збуджується рентгенівське випромінювання.

Рентгенівська трубка складається зі скляного вакуумного балона із впаяними електродами – катодом, що нагрівається до високої температури, і анодом (рис. 4.4).

Електрони, що генеруються катодом у результаті термоемісії, прискорюються у просторі між електродами сильним електричним полем (до 50 кВ для потужних трубок) і бомбардують анод. У разі ударів електронів об анод їхня кінетична енергія частково перетворюється в енергію характеристичного і гальмівного рентгенівського випромінювання. Коефіцієнт корисної дії рентгенівських трубок зазвичай не перевищує 3 %. Оскільки велика частина кінетичної енергії електронів перетворюється в тепло, анод виробляють з металу з високою теплопровідністю, а на його поверхню (під кутом 45° до потоку електронів) у зоні фокусування потоку наносять мішень з матеріалу з великим атомним номером (напр., вольфрам або срібла) – рис. 4.5.

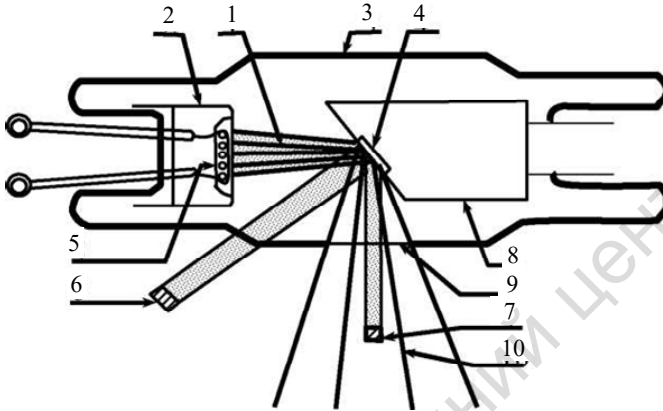


Рис. 4.4. Рентгенівська трубка Куліджа (за Бекманом І.Н.):
 1 – електронний пучок, 2 – катод із фокусувальним електродом,
 3 – скляна колба, 4 – мішень (W, Ag), 5 – нитка нагрівання катода,
 6 – площа опромінення, 7 – ефективна фокальна пляма, 8 – мідний анод,
 9 – вікно, 10 – розсіяне рентгенівське випромінювання

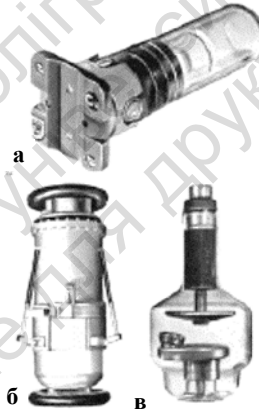


Рис. 4.5. Рентгенівські трубки різних конструкцій, що застосовують для
 (за Бекманом І.Н.):

а – рентгено-структурного аналізу, б – рентгено-спектрального аналізу,
 в – рентгенодіагностики та дефектоскопії

Для потужних рентгенівських трубок анод примусово охолоджують (водою або спеціальним розчином). Питома потужність, що розсіюється анодом у сучасних трубках, становить $10-10^4$ Вт/мм².

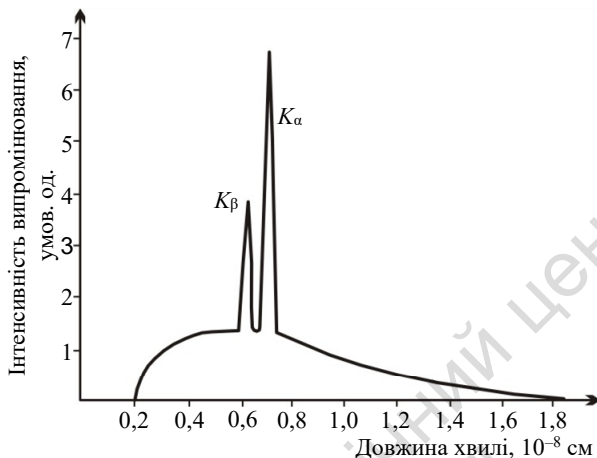


Рис. 4.6. Спектр випромінювання рентгенівської трубки

Типовий спектр випромінювання рентгенівської трубки наведено на рис. 4.6. Він складається з безперервного спектра гальмівного випромінювання електронного пучка та характеристичних ліній рентгенівського випромінювання (гострі піки) у разі порушення внутрішніх електронних оболонок атомів мішені.

4.5. Джерела нейтронів

Нейтронне випромінювання – це потік нейтральних частинок, які мають масу, наближено рівну масі протона. Ці частинки вилітають з ядер атомів під час деяких ядерних реакцій, зокрема реакцій поділу ядер урану і плутонію. Унаслідок того, що нейтрони не мають електричного заряду, нейтронне випромінювання взаємодіє переважно з атомними ядрами середовища і має досить велику проникну здатність. Залежно від кінетичної енергії (порівняно із середньою енергією теплового руху $E_t \approx 0,025$ eВ) нейтрони умовно поділяють на теплові ($E \sim E_t$), повільні ($E_t < E < 1$ кеВ), проміжні ($1 < E < 500$ кеВ) і швидкі ($E > 500$ кеВ).

Процес ослаблення нейтронного випромінювання складається з процесів уповільнення швидких і проміжних нейтронів, дифузії теплових нейтронів та їхнього захоплення ядрами середовища.

У процесах уповільнення швидких і проміжних нейтронів основну роль відіграє передача нейтронами енергії ядрам середовища за прямих зіткнень з ними (непружне і пружне розсіяння). У разі neprужного розсіяння частина енергії нейтронів витрачається на збудження ядра, яке знімається шляхом випромінювання γ -квантів. За пружного розсіяння чим менша маса ядра і більший кут розсіювання, тим більшу частину своєї енергії нейтрон передає ядру. Вірогідність пружного розсіяння практично постійна до енергій 200 кеВ, і зменшується в 3–5 разів зі зростанням енергії нейтронів.

Радіаційне захоплення нейтронів можливе будь-якими ядрами, за винятком ядер гелію. Під час захоплення утворюється збуджене ядро, яке переходить в основний стан з випусканням γ -випромінювання, характерного для кожного нукліда, що широко використовується для нейтронно-активаційного аналізу хімічного складу середовищ з високим ступенем точності (до 10^{-8} %). На легких ядрах спостерігаються ядерні реакції з вильотом протонів. Важкі ядра можуть ділитися на два більш легких ядра зі звільненням енергії до 200 МеВ, з яких близько 160 МеВ передається осколкам поділу. Імовірність захоплення має індивідуальну для нуклідів залежність від енергії нейтронів з резонансними піками і спадом до області високих енергій. Процес радіаційного захоплення нейтронів переважає для повільних і теплових нейтронів.

Захист від опромінювання нейтронами виконується за допомогою спеціальних екранів, які складаються з таких шарів: 1) шар легких водне- і вуглецевмісних речовин (вода, парафін, графіт – забезпечують пружне розсіяння нейтронів); 2) шар важких елементів (залізо, свинець для neprужного розсіяння нейтронів); 3) шар елементів з підвищеним перерізом захоплення теплових нейтронів (кадмій, бор). За середнього співвідношення 1 : 4 важких і легких елементів ослаблення потоку нейтронів у 10 : 100 : 1000 разів досягається в шарах зі співвідношенням наближено 20 : 32 : 40 см.

З усіх видів зовнішніх радіаційних впливів на людину нейтронне опромінювання найбільш небезпечно, оскільки воно інтенсивно сповільнюється і поглинається водневмісними тканинами організму і спричиняє ядерні реакції в його внутрішніх органах.

4.5.1. Радіонуклідні джерела нейтронів

Радіонуклідні або "хімічні" джерела нейтронів (табл. 4.5) побудовані на основі збудження у певних хімічних елементах ядерних реакцій типу (α, n) – поглинання α -частинки з випусканням нейтрона, або (γ, n) – поглинання γ -кванта з випусканням нейтрона. Зазвичай вони являють собою однорідну спресовану суміш елемента-випромінювача α -частинок або γ -квантів та елемента-мішені, в якому збуджується ядерна реакція. Як α -випромінювачі використовуються полоній, радій, плутоній, америцій, кюрій, як γ -випромінювачі – сурма, ітрій, радій, мезоторій. Елементи-мішені для α -випромінювачів – берилій, бор, для γ -випромінювачів – берилій, дейтерій. Суміш елементів запаюється в ампули з нержавіючої сталі.

Таблиця 4.5

Радіонуклідні джерела нейтронів

Склад	Назва	Реакція	Період пів-розпаду, років	Середня енергія, МеВ	Вихід, нейтр./ $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк
$^{210}\text{Po-Be}$	Полоній – берилій	$^9\text{Be}(\alpha, n)$	0,39	4,3	$1,8 \cdot 10^6$
$^{239}\text{Pu-Be}$	Плутоній-239 – берилій	$^9\text{Be}(\alpha, n)$	24360	4,5	$2 \cdot 10^6$
$^{238}\text{Pu-Be}$	Плутоній-238 – берилій	$^9\text{Be}(\alpha, n)$	86,4	4,5	$2,8 \cdot 10^6$
$^{226}\text{Ra-Be}$	Радій – берилій	$^9\text{Be}(\alpha, n)$	1620	3,63	$(1-1,7) \cdot 10^7$
$^{241}\text{Am-Be}$	Америцій – берилій	$^9\text{Be}(\alpha, n)$	458	4,3	$(2,1-2,5) \cdot 10^6$
$^{227}\text{Ac-Be}$	Актиній – берилій	$^{10}\text{B}(\alpha, n)$	21,7	4,5	$(1,7-2,5) \cdot 10^7$
$^{210}\text{Po-B}$	Полоній – бор	$^9\text{Be}(\gamma, n)$	0,39	2,7	$2 \cdot 10^5$
$^{124}\text{Sb-Be}$	Сурма – берилій	$^9\text{Be}(\gamma, n)$	0,17	0,024	$2 \cdot 10^5$
$^{88}\text{Y-Be}$	Ітрій – берилій	$^9\text{Be}(\gamma, n)$	0,29	0,158	10^5
MsTh-Be	Мезоторій – берилій	$^9\text{Be}(\gamma, n)$	6,7	0,827	$3,5 \cdot 10^4$
$^{226}\text{Ra-Be}$	Радій – берилій	$^9\text{Be}(\gamma, n)$	1620	0,1	$3 \cdot 10^4$
$^{88}\text{Y-D}$	Ітрій – дейтерій	$^2\text{D}(\gamma, n)$	0,29	0,31	$0,3 \cdot 10^4$
MsTh-D	Мезоторій – дейтерій	$^2\text{D}(\gamma, n)$	6,7	0,197	$9,5 \cdot 10^4$
$^{226}\text{Ra-D}$	Радій – дейтерій	$^2\text{D}(\gamma, n)$	1620	0,12	10^3
^{252}Cf	Каліфорній	$^{252}\text{Cf}(n)$	2,55	1,9	$1,4 \cdot 10^{11}$

Найвідомішими ампульними джерелами є радій-берилієві, полоній-берилієві й америцій-берилієві (рис. 4.7–4.8). Полоній-210 – практично чистий α -випромінювач. Розпад полонію супроводжується γ -випроміненням слабкої інтенсивності. Основний недолік – невеликий термін служби, який визначається періодом піврозпаду полонію ($T = 128$ діб).



Рис. 4.7. Америцій-берилієве джерело нейтронів для каротажних зондів (фото з Sandia National Laboratory)



Рис. 4.8. Капсула з америцій-берилієвим джерелом нейтронів (фото з Hearn, WINS Workshop)

У каліфорнієвому нейтронному джерелі використовується ядерна реакція спонтанного ділення ядра ^{252}Cf з викидом нейтрона, що супроводжується сильним γ -випромінюванням. З кожним поділом ядра виділяються чотири нейтрони. 1 г джерела в секунду виділяє $2,4 \cdot 10^{12}$ нейтронів, що відповідає нейтронному потоку середнього ядерного реактора. Джерела мають постійний потік нейтронів, "точкове" випромінювання, тривалий ресурс (понад три роки), порівняно низьку вартість.

Джерела теплових нейтронів виконуються аналогічно і додатково містять парафіновий або графітовий екран-сповільнювач.

Енергетичні спектри α -нейтронних джерел неперервні, від теплових до 6–8 МеВ, γ -нейтронних – наближено моноенергетичні, десятки або сотні кілоелектрон-вольтів. Вихід нейтронів γ -нейтронних джерел на 1–2 порядки менший, ніж α -нейтронних, і супроводжується сильним γ -випромінюванням. У α -нейтронних джерел супутнє γ -випромінювання зазвичай низькоенергетичне і достатньо слабе, за винятком джерел з радієм (випромінювання

радію і продуктів його розпаду) і америцієм (низькоенергетичне випромінювання америцію).

Ампульні джерела нейтронів – це зазвичай однорідна спресована суміш альфа-активної речовини з металічним порошком берилію або бору. Крім них, іноді можуть застосовуватися фтор, літій, вуглець та інші легкі елементи. Полоній-літієве джерело має максимальний потік у $2,8 \cdot 10^{12}$ нейтронів за секунду, але з нижчою ефективною енергією – 0,5 MeV і річним терміном експлуатації. Також розроблено полоній-берилієві джерела зі змінною (у 400 разів) інтенсивністю випромінювання (максимальний потік – $2,8 \cdot 10^{12}$ нейтронів за секунду).

Альфа-нейтронні джерела зазвичай обмежені щодо застосування терміном у 5–10 років, що викликано можливістю розгерметизації ампули внаслідок накопичення в ній гелію і підвищення внутрішнього тиску.

Коротка характеристика деяких ампульних джерел нейтронів.

Радієві джерела. Джерела з радієм мають перевагу у великому терміні служби, але їхній суттєвий недолік – інтенсивне супутнє γ -випромінювання.

Am-Be джерела. Америцій як α -випромінювач використовується разом із берилієм для генерації нейтронів. Альфа-частинки, емітовані америцієм, поглинаються берилієм, який випускає нейтрон з енергією від 0 до 11 MeV із середнім значенням близько 6 MeV. Америцій-берилієве джерело продукує приблизно 1 нейтрон на 20000 α -розпадів. Водночас генерується м'яке γ -випромінювання (60 keV). Типова питома активність – 0,13 ТБк/г, а склад для джерел – пресований порошок оксиду америцію. Джерела виконують холодним пресуванням суміші діоксиду америцію і порошку берилію у вигляді пелет, які впресовують у металічну стрічку або герметизують у контейнер із нержавіючої сталі. Ціни на такі джерела коливаються в межах від 30000–50000 дол (зонди для каротажу під час буріння) та 60000–80000 дол (зонди для каротажу після буріння). Гарантійний час експлуатації Am-Be джерел близько 15 років, після чого залежно від стану їх ресертифікують (добрий технічний стан), перегерметизовують (за наявності пошкоджень захисної оболонки, але цілісності радіоактивної матриці), переробляють (серйозні пошкодження матриці й захисної

оболонки). Такі джерела не можуть бути прийняті на сховища низькорadioактивних відходів через великий період піврозпаду.

Полоній-берилієве джерело. У Po-Be джерелі нейтронів полоній, який є практично чистим α -випромінювачем з енергією 5,305 MeV, має низьке супутнє γ -випромінювання (1 γ -квант на 1 розпад). Головний недолік такого джерела – невеликий термін служби (період напіврозпаду ^{210}Po 138,4 доби), щоправда, із цим пов'язана відсутність проблем із тривалим зберіганням радиоактивних відходів.

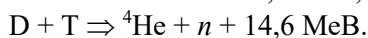
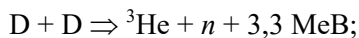
Каліфорній-252 джерело. Каліфорній не має стабільних ізотопів. Каліфорній отримують шляхом послідовного нейтронного опромінення актиноїдів. Розщеплення каліфорній-252 генерує надзвичайно інтенсивне нейтронне випромінювання ($2,3 \cdot 10^{12}$ нейтронів за секунду на грам), а також уламки ділення та γ -випромінювання. Унаслідок специфіки поглинання нейтронів ураном-238, накопичення каліфорнію в ядерних реакторах дуже низьке (напр., воно становить 0,25 грамів на рік в *Oak Ridge National Laboratory*, США), що зумовлює низьку комерційну доступність цього радіонукліду (усього 37 ГБк на 2007 р.). Типова питома активність – 20 ТБк/г. Каліфорній-252 для джерел випромінювання представлений у вигляді оксиду металу. Каліфорній має низку суттєвих фізико-технічних переваг: надзвичайно великий вихід нейтронів на один розпад (4); він формує потужне однорідне нейтронне поле (1 г ^{252}Cf емітує $2,4 \cdot 10^{12}$ нейтронів за секунду); трирічний ресурс; точковість джерела. Із недоліків – обмеженість операцій з ним за радіаційними безпековими нормативами і суворим державним регулюванням.

Найбільше поширені радіонуклідні ("хімічні") джерела нейтронного випромінювання, що застосовуються в каротажі (див. табл. 5.2): ИБН-8-5 (Pu-Be, активність 10^7 н/с) і джерела на основі Cf-252.

4.5.2. Генератори нейтронів

Фізико-технічним джерелом нейтронів є нейтронна трубка. Вона являє собою малогабаритний електростатичний прискорювач заряджених частинок – дейтонів (ядер атомів дейтерію ^2H ; D), які розганяються до енергії понад 100 кеВ і спрямовуються на тонкі

мішені з дейтерію або тритію (^3H ; T), в яких відбуваються ядерні реакції типу



Більшу частину виділеної під час реакції енергії забирає нейтрон. Розподіл енергії нейтронів досить вузький і практично моноенергетичний по кутах вильоту.

Перше комерційне використання імпульсних генераторів нейтронів у каротажі в 1963 р. здійснила компанія *Dresser Atlas*.

Нейтронні трубки працюють зазвичай в імпульсному режимі, потужність виходу нейтронів може перевищувати 10^{12} нейтр./с. Портативні нейтронні генератори практично не становлять радіаційну небезпеку у вимкненому стані, мають можливість регулювання режиму випромінювання нейтронів. До недоліків генераторів належить обмежений ресурс роботи (100–300 год) і нестабільність виходу нейтронів від імпульсу до імпульсу (до 50 %). Важливою перевагою нейтронних генераторів є можливість їхньої роботи в імпульсному режимі, керування виходом нейтронів і відносно вузький діапазон їхніх енергій.

Основними частинами генератора нейтронів є джерело іонів, прискорювальна трубка, мішень, вакуумна система та джерело високої напруги. У свердловинах і багатьох лабораторних генераторах використовують так звані відпаяні трубки, що не вимагають спеціальної вакуумної системи. Вони містять джерело іонів, прискорювальний проміжок і мішень, а також сховище дейтерію.

Приклад такої трубки, що використовується у свердловинному генераторі типу ИГН-4, наведено на рис. 4.9. Вона являє собою скляний балон 1, заповнений дейтерієм під тиском 0,02–0,05 Па.

Усередині трубки розташовані високовольтний електрод 2 із титановою мішенню 3, насиченою тритієм (^3H) до $4 \cdot 10^{10}$ Бк. Електрони, емітовані катодом 4 іонного джерела, прискорюються різницею потенціалів у декілька сотень вольтів, прикладеною між катодом і анодом іонного джерела 5, водночас іонізують дейтерій у трубці. Для подовження шляху електронів і посилення їхньої іонізуючої дії на трубку поміщають котушку 6, що створює поздовжнє магнітне поле. Це поле спільно з електричним примушує електрон рухатися по спіралі. Іони дейтерію, які утворилися,

притягуються мішенню, що перебуває під високою (близько 10^5 В) негативною напругою. Під час бомбардування ними ядер ^3H , сорбованого в мішені, утворюються нейтрони. Подаючи імпульсну напругу на анод 5 іонного джерела, одержують імпульсні потоки нейтронів. Витрата дейтерію компенсується за рахунок його виділення із сховища 7 за умови подачі на нього електричного струму.

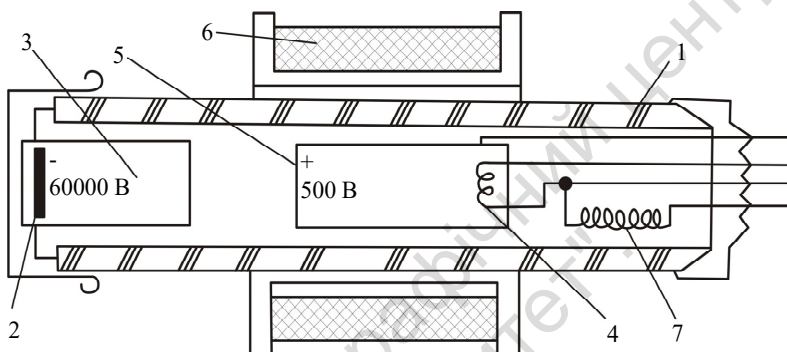


Рис. 4.9. Схема нейтронної трубки

Для свердловинних генераторів розроблено серію нейтронних трубок (НТ-10, НТ-16, НТ-21, НТГ-2, НТГ-3, ІНТ-3, АРЕВ-40, АРЕВ-28, Ж83-Р2044, МФНГ-601 та ін.) з виходом нейтронів 10^8 – 10^9 с^{-1} , а для лабораторних генераторів (НТ-8, НТ-22) – з виходом нейтронів 10^8 – $1,5 \cdot 10^9$ с^{-1} . Крім того, випускають складніші генератори з вакуумною системою з виходом нейтронів до $2 \cdot 10^{11}$ с^{-1} . Сучасні нейтронні генератори працюють із частотами 500 Гц – 10 кГц.

Провідні виробники нейтронних трубок: *Eads Sodern* (Франція), ФГУП "ВНИИА", ООО "НПП ЭНЕРГИЯ" (РФ), компанії США (*Schlumberger* – RST-A, RST-B, TDT, GST, *Halliburton* – PSGT, TMD's, RMT, WFLT, *Atlas* – PDK100, MSICO, *Hydrolog*, RMS, *Computalog* – PND-S), Японії, Китаю.

Переваги і недоліки портативних генераторів нейтронів. Генератори нейтронів з відпаяною нейтронною трубкою (рис. 4.10) практично не спричиняють радіаційної небезпеки. Їхні недоліки пов'язані з обмеженими ресурсом роботи (до 300 год), високою вартістю, збільшеними розмірами порівняно з ампульними джерелами нейтронів, обмеженим часом роботи (потрібні перерви для охолодження), нестабільністю виходу нейтронів (різна кількість нейтронів в імпульсах).



Рис. 4.10. Відпаяні нейтронні трубки:

а – нейтронні трубки від ФГУП "ВНИИА"; б – Thermo Model B 211 від *Eads Sodern*; в – Thermo від *Sandia National Laboratories*; г – АРЕВ-10; д – АРЕВ-28; е – Ж83-Р2044 (ООО "НПП ЭНЕРГИЯ")

Найпотужнішими джерелами нейтронів є ядерні реактори із самочинною реакцією ділення урану або плутонію. Потік нейтронів в їхніх каналах опромінення досягає 10^9 – 10^{11} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ для швидких і 10^{12} – 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ для повільних нейтронів.

Спеціально для активаційного аналізу складу речовини розроблено ядерний реактор ІИН-3 з тепловою потужністю 10 кВт і потоком теплових нейтронів до 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Для аналізу складу речовини розроблено також підкритичні реактори, які ще називаються розмножувачами нейтронів. Коефіцієнт критичності таких установок менший від одиниці, і підтримка самочинної реакції ділення в них неможлива. Проте під час введення до їхньої активної зони ампульного джерела або генератора нейтронів відбувається реакція ділення, і потік нейтронів виявляється на декілька порядків вищий, ніж від самого ампульного джерела. Розмножувачі нейтронів достатньо компактні для установки їх на автомобілі й використання в польових умовах. У них найчастіше застосовують твердогомогенні активні зони. Це поліетиленовий блок, в якому міститься диспергований оксид урану. В одній із таких установок (СО-1) щільність потоку нейтронів у центрі активної зони (з використанням Р₀-Ве джерела активністю $6 \cdot 10^{11}$ Бк) досягає $2,5 \cdot 10^7$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для швидких і $7 \cdot 10^7$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для теплових нейтронів.

Джерела нейтронів у зв'язку з їхнім великим діапазоном взаємодії з ядрами хімічних елементів і внаслідок супутніх явищ використовують в ядерній геофізиці найбільш широко.

Поширені джерела імпульсного нейтронного випромінювання, які застосовуються в каротажі (див. табл. 5.2): МФНГ-601 (трубка АРЕВ-40, енергія 14 МеВ, частота пульсації 400 Гц, вихід нейтронів $2 \cdot 10^8$ н/с), МФНГ-701 (частота пульсації 10 кГц), ИНГ-10-50-120 (енергія 14 МеВ, частота пульсації 400 Гц, вихід нейтронів 10^8 н/с) та ИНГ-10-20-120.

Контрольні запитання

1. Які джерела нейтронів найчастіше використовуються в ядерній геофізиці?
2. Які елементи є кращими сповільнювачами нейтронів?
3. Яка реакція поглинання найтипівіша для теплових нейтронів?
4. Якими особливостями В і ³Не пояснюється їхнє застосування в детекторах нейтронів?
5. Що розуміють під активними ядерно-геофізичними методами досліджень? Назвіть основні їхні риси.
6. Назвіть основні групи ядерно-геофізичних методів.
7. На якій основі будується класифікація методів досліджень і назви конкретних методів ядерної геофізики?

8. Що таке джерело іонізуючого випромінювання?
9. Які види джерел іонізуючих випромінювань виділяються, зважаючи на фізичні принципи генерації випромінювання?
10. Охарактеризуйте радіонуклідні джерела α -випромінювання.
11. Які фізико-технічні установки використовують для створення потужних пучків α -частинок та інших іонів?
12. Охарактеризуйте радіонуклідні джерела β -випромінювання.
13. Які фізико-технічні джерела заряджених частинок використовуються для отримання потужних потоків β -випромінювання?
14. Яка будова радіонуклідного джерела γ -квантів?
15. Наведіть основні характеристики фізико-технічних джерел γ -випромінювання.
16. Які джерела рентгенівського випромінювання ви знаєте?
17. Який принцип дії рентгенівської трубки?
18. Що таке нейтронне випромінювання? Які ядерні реакції лежать в основі радіонуклідних джерел нейтронів?
19. Що таке нейтронна трубка? Який принцип її дії?
20. Що таке розмножувачі нейтронів? Наведіть їхні характеристики.

Література: [1–6, 8–9, 14–17, 18, 36–37, 40–41].

ЧАСТИНА 2

МЕТОДИ РАДІОАКТИВНОГО КАРОТАЖУ

Радіоактивні методи геофізичних досліджень свердловин (методи радіоактивного каротажу) залежно від природи випромінювання, що реєструється, умовно поділяють на радіометричні (пасивні методи), основані на вимірюванні випромінювання природних радіоактивних елементів, і ядерно-геофізичні (активні методи), які вивчають реакцію гірських порід на дію ядерного випромінювання, штучно створеного радіоактивними джерелами.

До пасивних радіоактивних методів каротажу належать γ -каротаж та еманацийний каротаж.

Під активними ядерно-геофізичними методами (ЯГМ) дослідження свердловин розуміють сукупність прямих методів оцінки складу хімічних елементів і фізичних властивостей порід і мінералів, основаних на опромінюванні гірських порід γ -квантами та нейтронами. ЯГМ суттєво доповнюють можливості інших геофізичних методів досліджень свердловин і мають такі особливості:

- 1) високу чутливість, яка досягає 10^{-8} %;
- 2) високу точність і незначний вплив інших елементів на результати аналізу;
- 3) можливість проведення аналізу в умовах природного залягання гірської породи;
- 4) високу експресність визначень;
- 5) можливість дистанційного контролю складу породи.

Висока чутливість цих методів аналізу складу речовини дає змогу використовувати їх для вирішення геохімічних завдань. Висока точність визначення речовинного складу дозволяє використовувати ЯГМ досліджень свердловин для підрахунку запасів родовищ корисних копалин.

Значні перспективи ЯГМ мають для оперативного опробування родовищ корисних копалин без відбору проб, а також для дистанційного контролю за вмістом тих або інших елементів

за технологічної переробки мінеральної сировини, що є передумовами для автоматизації цих процесів. Завдяки високій експресності визначень речовинного складу ЯГМ з великою ефективністю використовують для контролю за ходом технологічних процесів під час радіометричного збагачення руд.

Особливістю ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин є використання різноманітних джерел радіоактивного випромінювання.

За типом первинного й вторинного радіоактивного випромінювання ЯГМ дослідження свердловин поділяються на дві групи:

- група γ -методів, основаних на використанні джерел γ -випромінювання і вимірюванні вторинних γ -полів;
- група нейтронних методів, в яких вивчають поля нейтронів або зв'язане з нейтронним полем вторинне γ -випромінювання. У таких випадках використовуються джерела нейтронів.

Класифікація радіоактивних методів досліджень свердловин і назви конкретних методів зазвичай будуються на визначенні первинного іонізуючого та вторинного випромінювання, яке генерується гірською породою під впливом радіоактивного опромінювання й аналізується детектором. Наприклад, гамма-гамма-каротаж, нейтрон-нейтронний-каротаж, нейтронний гамма-каротаж тощо.

До ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин, що використовують особливості взаємодії γ -квантів з речовиною гірських порід і руд, належать такі: гамма-гамма-каротаж, рентгено-радіометричний каротаж, γ -активаційний каротаж.

До ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід і руд, належать такі: нейтрон-нейтронний каротаж, нейтронний гамма-каротаж, нейтронно-активаційний каротаж і γ -нейтронний каротаж.

Завдання, що розв'язуються за допомогою польових нейтронних і γ -методів, охоплюють різні етапи геологічних, геохімічних і гірничих робіт: картування, пошуки, розвідку, опробування гірських виробок та оцінку родовищ корисних копалин.

Перевагою радіоактивних методів геофізичних досліджень свердловин перед іншими методами каротажу є можливість їхнього застосування в обсаджених свердловинах.

РОЗДІЛ 5

Гамма-каротаж

Гамма-каротаж (ГК) оснований на вимірюваннях інтенсивності природного γ -поля, яке створюється гірськими породами і радіоактивними рудами. Уперше ГК застосувала фірма "Уелл сервейз інк" у 1939 р. для літологічного розчленування геологічного розрізу в обсаджених свердловинах.

Залежно від поставлених завдань застосовуються інтегральні або спектрометричні вимірювання інтенсивності γ -поля природних радіонуклідів.

5.1. Фізичні основи методу

Інтегральні вимірювання γ -поля дозволяють оцінити загальну радіоактивність порід, що складають геологічний розріз.

За допомогою γ -спектрометрії можна виконувати експресні дистанційні вимірювання вмісту основних радіоактивних елементів (U, Th і K) у гірських породах. Чутливість подібних визначень досить висока – концентрації, близькі до кларкових, вимірюються з допустимою похибкою в умовах природного залягання гірських порід. Дані γ -спектрометричного каротажу являють собою цінний матеріал з розподілу урану, торію і калію в різних геологічних утвореннях. На основі даних γ -спектрометричного каротажу базується спосіб геокартування, пов'язаний з вивченням просторово-часових закономірностей розподілу радіоактивних елементів у земній корі. Аналіз радіогеологічних (радіогеохімічних) карт дозволяє виділяти провінції, що різняться ступенем неоднорідності поширення урану, торію і калію, спрямованістю їхньої міграції. Провінції, що характеризуються високим ступенем радіогеохімічної диференціації, розвитком зон з аномально високим вмістом U, Th і K, можуть бути віднесені до потенційно рудоносних.

У природних системах уран, торій і калій асоціюються із цілою низкою рідкісних і кольорових металів. Уранові руди часто виявляються комплексними, крім урану, вони можуть містити такі елементи, як золото, берилій, літій, цезій, тантал та ін. З іншого боку, уран і торій виявляються елементами-супутниками рідкісних металів на родовищах останніх. У цьому випадку радіоактивні елементи відіграють роль важливих індикаторів і роздільне визначення U, Th і K за їхнім γ -випромінюванням набуває особливого значення. За результатами γ -спектрометрії природних ядерних випромінювань відкрито низку родовищ рідкісних і кольорових металів. Гамма-спектрометричні дослідження проводять також під час пошуків родовищ нафти і газу.

Ядерне випромінювання будь-якого радіоактивного елемента прямо пропорційне його вмісту в об'єкті. Якщо радіоактивний розпад даного елемента супроводжується випусканням різних за типом випромінювань (α - і β -частинок і γ -квантів), то для визначення його вмісту можна реєструвати будь-який тип випромінювань. Проте можливості аналітичних методів, пов'язаних з реєстрацією α - і β -частинок, різко обмежені. У α -частинок дуже мала проникна здатність, вимірювати їхню інтенсивність є можливість у лабораторних умовах, коли виготовлено спеціальні (тонкі й подрібнені) проби. Бета-випромінювання характеризується суцільним енергетичним спектром, тому в разі дослідження об'єкта, в якому є декілька ізотопів, важко визначити внесок кожного з них у сумарну β -активність.

Гамма-кванти, що випромінюються радіоактивними ядрами, як уже зазначалося, мають дискретний, лінійчатий характер, досить детально вивчені й наводяться в різних посібниках і довідниках. Наприклад, для ряду ^{238}U основні лінії γ -випромінювання розташовані в діапазоні енергій від 29 кеВ до 2,452 МеВ (табл. 5.1).

У кожного радіоактивного ізотопу свій, характерний для нього γ -спектр. Можливість надійної ідентифікації ізотопів за їхнім γ -випромінюванням є найважливішою перевагою γ -спектрометричного аналізу. Інша перевага цього аналізу пов'язана з великою проникною здатністю γ -випромінювання.

Таблиця 5.1

Основні лінії γ -випромінювання природних радіоактивних елементів

№	Ізотоп	Позначення елемента	Період піврозпаду	Енергія γ -квантів, МеВ	Кількість γ -квантів на 100 розпадів
Ряд урану (^{238}U)					
1	^{238}U	^{238}U	$4,498 \cdot 10^9$ років	0,048	18,7
2	^{234}Th	UX_1	24,1 доби	0,093	2,47
	^{234}Th	UX_1	24,1 доби	0,064	4,33
	^{234}Th	UX_1	24,1 доби	0,029	5,3
3	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,242	4,0
	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,295	19
	^{214}Pb	RaB	26,8 хв	0,352	36
4	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	0,609	47
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	0,769	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,120	17
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,238	6,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,378	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	1,764	17
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	2,204	5,0
	^{214}Bi	RaC	19,9 хв	2,452	2,0
Ряд торію (^{232}Th)					
5	^{228}Ac	MsTh_2	6,1 год	0,911	22
	^{228}Ac	MsTh_2	6,1 год	0,969	13,3
6	^{212}Pb	ThB	10,6 год	0,239	43,1
7	^{208}Tl	ThC''	3,1 хв	0,583	29
	^{208}Tl	ThC''	3,1 хв	2,615	33,7
Калій (^{40}K)					
8	^{40}K		$1,39 \cdot 10^9$ років	1,462	11

Для деяких радіонуклідів рядів розпаду природних радіоактивних елементів спостерігаються каскадні переходи, які утворюють в енергетичних спектрах лінії із сумарною енергією квантів каскадного переходу (напр., для RaC (^{214}Bi) лінія $1,729 \text{ MeV} = 1,120 + 0,609 \text{ MeV}$, для ThC'' (^{208}Tl) лінія $3,198 \text{ MeV} = 2,615 + 0,583 \text{ MeV}$). У спектрах γ -випромінювання присутні також лінії характеристичного рентгенівського випромінювання К-серії деяких нуклідів (напр., для $^{228}\text{Th} - 89,9$ і $93,3 \text{ keV}$, для $^{222}\text{Rn} - 81,1$ і $83,8 \text{ keV}$).

Гамма-випромінювання природного урану зумовлене в основному радіонуклідами – продуктами розпаду ядер ^{238}U . Серед ізотопів ряду ^{238}U більше 80 % усіх γ -квантів генеруються двома ізотопами: ^{214}Pb (RaB) і ^{214}Bi (RaC). Основними γ -випромінювачами в ряду торію є ізотопи ^{208}Tl (ThC''), ^{212}Pb (ThB) і ^{228}Ac (MsTh₂). Енергії найінтенсивніших γ -квантів, що належать основним ізотопам уранового і торієвого рядів, наведено в табл. 5.1. У цій же таблиці зазначена енергія γ -випромінювання радіоактивного ізотопу ^{40}K .

Якщо радіоактивний ряд перебуває у стані рівноваги, то кількість ядер будь-якого дочірнього елемента однозначно пов'язана з тим ізотопом, який починає ряд. Наприклад, рівноважна кількість ^{214}Bi у $7,5 \cdot 10^{-15}$ разів менша, ніж кількість ^{238}U , а рівноважна кількість ^{208}Tl у $1,37 \cdot 10^{-16}$ разів менша від кількості ^{232}Th . Отже, за вмістом дочірніх продуктів розпаду можна встановити вміст урану і торію. Проте на практиці зазвичай проводять відносні вимірювання: порівнюють інтенсивності γ -випромінювання яких-небудь дочірніх елементів у досліджуваних та еталонних зразках і за отриманими результатами визначають вміст урану і торію в гірських породах і рудах.

Порівняно невисока роздільна здатність сцинтиляційних детекторів призводить до того, що у спектрах γ -випромінювачів піки окремих ліній перекриваються. Тому точне врахування фону, на якому розташований даний пік, стає неможливим.

На рис. 5.1 показано спектри випромінювання U, Th і K, виміряні з використанням сцинтиляційного детектора і багатоканального аналізатора. У спектрі для визначення урану виділяється енергетична область 1,65–1,85 МеВ, пов'язана з випромінюванням ^{214}Bi , у спектрі торію – область 2,5–2,7 МеВ, пов'язана з випромінюванням ^{208}Tl . Гамма-спектр калію містить пік 1,46 МеВ (випромінювання ізотопу ^{40}K).

Очевидно, якщо у середовищі присутні U, Th і K, то сумарний γ -спектр значно ускладнюється. Однак у такому спектрі можна виділити три енергетичні інтервали (заштриховані області на рис. 5.1), у кожному з яких випромінювання одного елемента даватиме максимальний внесок. Інтервал 2,5–2,7 МеВ називають торієвим каналом (вікном), інтервал 1,65–1,85 МеВ – урановим, інтервал 1,3–1,55 МеВ – калієвим каналом.

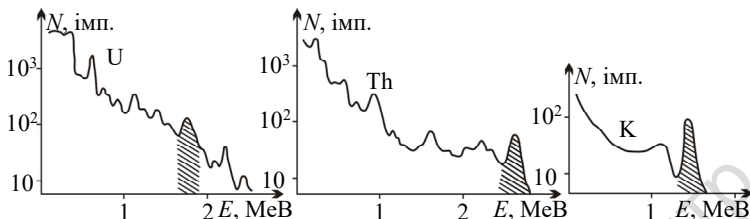


Рис. 5.1. Спектри γ -випромінювання урану, торію і калію, виміряні сцинтиляційним детектором

Для роздільного визначення U, Th і K за γ -випромінюванням гірських порід необов'язково використовувати багатоканальний аналізатор імпульсів. Межі "вікон" можна задати за допомогою дискримінаторів. Дискримінатори відсікають імпульси, амплітуда яких нижча за ліву межу даного енергетичного інтервалу і вища за його праву межу. Водночас до інтервалу, вибраного для визначення одного елемента, потраплятимуть імпульси, пов'язані з випромінюванням двох інших елементів.

Отже, кількості імпульсів у трьох інтервалах (N_1 , N_2 і N_3) складного γ -спектра (зумовленого наявністю в гірській породі U, Th і K) визначаються такою системою рівнянь:

$$\begin{aligned} N_1 &= a_1 C_K + b_1 C_U + c_1 C_{Th}; \\ N_2 &= a_2 C_K + b_2 C_U + c_2 C_{Th}; \\ N_3 &= a_3 C_K + b_3 C_U + c_3 C_{Th}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

де C_K , C_U і C_{Th} – вміст калію, урану і торію в об'єкті досліджень; a_i , b_i , c_i – градувальні коефіцієнти, що являють собою швидкість рахунку в i -му каналі ("вікні") спектрометра на одиницю вмісту K, U і Th відповідно.

Значення градувальних коефіцієнтів отримують за γ -спектрометрії об'єктів з відомим вмістом K, U і Th. У результаті вимірювань отримують величини N_1 , N_2 і N_3 . Концентрації C_K , C_U і C_{Th} обчислюються шляхом вирішення приведеної системи із трьох рівнянь (5.1).

За аномалію в γ -методі береться перевищення активності над середнім фоном порід більш ніж на потрійне значення середнього квадратичного відхилення нормального фону.

Аномалії γ -поля діляться на три групи: а) рудні аномалії, пов'язані з рудним накопиченням радіоактивних елементів

та ореолами їхнього розсіяння; б) аномалії, пов'язані з потоками розсіяння радіоактивних елементів; в) безрудні аномалії, пов'язані зі змінами радіоактивності гірських порід різного петрографічного складу.

5.2. Методика досліджень гамма-каротажу

У ході γ -каротажу вивчається природна радіоактивність гірських порід і корисних копалин за розрізом свердловини. Застосовуються дві модифікації γ -каротажу: інтегральна і спектральна. В інтегральній модифікації γ -каротажу за допомогою свердловинного радіометра реєструють потужність експозиційної дози природного γ -випромінювання в діапазоні енергій, характерному для природних радіонуклідів (0,05–2,62 MeV). За спектральної модифікації γ -каротажу (СГК) по розрізу свердловини γ -спектрометром реєструється кількість імпульсів від природного γ -випромінювання в областях енергій, характерних для певних радіоактивних елементів, переважно для U (Ra), Th, K. Отже, по розрізу свердловини отримують криві уранової (радієвої), торієвої й калієвої складових природного γ -випромінювання.

Отримання якісних результатів досліджень розрізів свердловин γ -методом значним чином залежить від вибору методики вимірювань. Вибираючи методику, ураховують геолого-геофізичні умови, імовірну інтенсивність γ -випромінювання, потужності пластів, наявну апаратуру, необхідну точність вимірювань тощо.

Масштаб глибин діаграм ГК становить 1 : 500 або 1 : 200 для пошукових і 1 : 50 або 1 : 20 для детальних досліджень. Вибір масштабів глибин і визначення глибин у процесі застосування γ -каротажу виконуються так само, як і за електрометрії свердловин.

Градувальні коефіцієнти визначаються на моделях з відомим вмістом K, U і Th шляхом розв'язання системи трьох рівнянь (див. формулу 5.1).

У ході проведення γ -каротажу застосовують комплексну радіометричну апаратуру, яка складається зі свердловинного приладу і наземного пульта керування. Інформація про радіоактивне випромінювання надходить від детектора у вигляді імпульсів

струму, середня частота яких перетворюється вимірювальною схемою на поверхні в постійний струм, зміна якого являє собою криву відповідного методу радіоактивного каротажу. Незалежно від типу радіометричної апаратури й області її застосування свердловинні прилади і наземні панелі обробки інформації мають багато спільних вузлів і блоків.

Зонд ГК може бути присутній як допоміжний модуль під час більшості інших каротажних методів для забезпечення планової прив'язки з глибиною.

Апаратура ядерного каротажу. Залежно від поставлених геологічних завдань конструкції свердловин, умов вимірювання ядерно-геофізична апаратура ГДС має різні типи і параметри. Розрізняють апаратуру для проведення вимірювань у:

- неглибоких свердловинах, до 1000 м (невеликий діаметр зондів, помірні термобаричні характеристики);

- глибоких свердловинах, від 1000 до 5000 м (діаметр свердловин – понад 90 мм, температура – до 100–200 °С, тиск – до 70 МПа).

Залежно від кількості одночасно реєстрованих параметрів, апаратура може бути:

- одноканальна;
- двоканальна;
- багатоканальна.

Апаратура ядерно-геофізичного каротажу може бути сконструйована у вигляді окремого самостійного дослідницького приладу або бути інтегрована окремими модулями у складі комплексного зонду; різнитися за точністю вимірювання, вертикальною роздільною здатністю, швидкістю реєстрації, радіусом досліджень, типом джерела радіоактивного випромінювання, кількістю і типом детекторів, відстанню між ними, типом і розміром екранів між джерелом і детектором тощо.

Спільною рисою є те, що існує наземна частина каротажного приладу, яка складається з перетворювача електричних сигналів та їхньої реєстрації, і власне свердловинна частина, призначена для отримання датчиками прямих або викликаних сигналів від геологічного середовища.

Кожен прилад може експлуатуватися окремо або у збірках з іншими приладами. Виконаний окремо зазвичай має назву

кінцевого каротажного інструмента. У протилежному разі він включається до складу свердловинного зонду як *модуль* або *транзитний прилад*.

Короткий огляд ядерно-геофізичної каротажної апаратури наведено в табл. 5.2.

Канал гамма-каротажу. Цей канал у комплексній свердловинній апаратурі призначений для отримання діаграми інтенсивності природного радіоактивного поля за глибиною. До складу каналу входить детектор випромінювання, який перетворює отримані γ -кванти в електричні імпульси, і лічильник цих імпульсів (рис. 5.2)

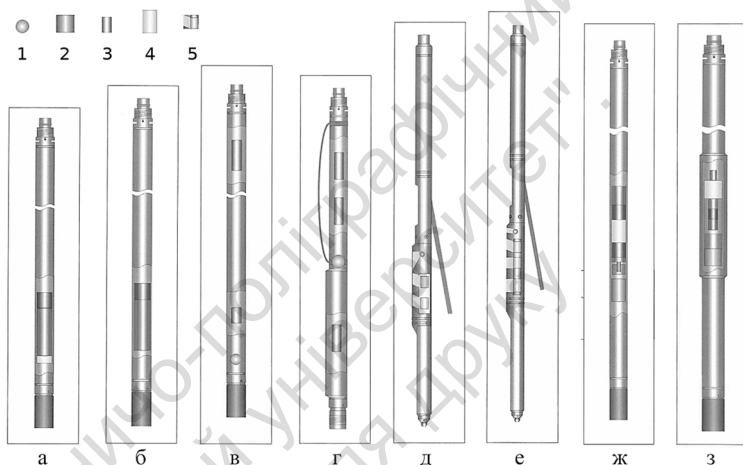


Рис. 5.2. Типові схеми конструкцій каротажних зондів

Типи зондів: а – ГК, б – СГК, в – ГК + НГК, г – 2ННК + СНГК,
д – ГГК-Г, е – ГГК-ЛГ, ж – 2ІНГК, з – ІНГКС.

Елементи конструкції зонду: 1 – радіонуклідне джерело,

2 – генератор нейтронів, 3 – детектори, 4 – захисний екран, 5 – колімато́р

Головна вимога до модуля ГК – ударостійкість, оскільки сильні удари можуть пошкодити корпус фотопомножувача сцинтиляційного детектора. Для цього кристал і ФЕП пристиковуються один до одного еластичною гумовою трубкою, а також у модулі ГК використовують підпружинений консольний спосіб кріплення чутливого вузла до шасі свердловинного приладу (рис. 5.3).

Таблиця 5.2

Огляд ядерно-геофізичної каротажної апаратури

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник	
	ГТК-Г	ГТК ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт.	ПЕД	U+Th+K	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сорт,	За	Г, МПа		Т, °С
КАРОТАЖНІ ТРАНЗИТНІ ПРИЛАДИ, МОДУЛІ,КАРТРИДЖІ																				
МГК																				
CGRS																				
ПИНС-43																				
RST-C																				
ГК																				
СТК																				
ГТК-П																				
ГТК-С																				
ГТК-С																				
НГК																				
ННК																				
CSQ																				
RST-D																				
ГКЛ-64																				

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Личильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник		
	ГРК-Г	ГРК ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт.	ПЕД	U+Th+K	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сорп.	За	V, м/год		P, МПа	T, °C
СГК-1024-Г-76															60–180	80	120	1810	76	37	14
ГК-Г-76															400–600	80	120	1600	76	45	14
ПГКГ-76															60–180	80	150	1400	76	37	17
QLDT															549	207	260	4480	76,2	115	5
QCNT															549	207	260	3630	76,2	87	5
QJGC															549	207	260	3250	76,2	82	5
iPZIG (800)															–	172,4	175	1810–2170	85,6–140	232–344	1
SGT															1097	138	177	1680	85,7	38	5
HGNS															1097	103	105	3310	85,7	78	5
CGS															550	103	150	2370	90	48,5	6
CHFP															183–549	138	177	–	92,1	–	5
NGS Tool,															549	138	150	2620	92,1–	75–	5
HNGS															549	172	260	3570	98,4	125	5
APS															549	138	177	3960	94	101	5
HTGC															549	172	260	3260	95,3	120	5
HNGS															549	172	260	3570	95,3	125	5

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник				
	ГРК-Г	ГРК-ЛП	ІФП	2ННКГ	2ННКГ.	ПЕД	U+T+K	PPK	КНД	НГК/НКГС			С/О	Ca/Si	Сор.	За	ГР, МПа		Т, °С	Довжина, мм	Діаметр, мм	Вага, кг
HAPS				•	•									•		260	4880	101,6	181	5		
LDS			•	•												177	3350	114,3	132	5		
CHFD																125		121,1		5		
ABGTM, AGRTM, GM, DGRTM, GABITM																					3	
PCG, Quasar PulseTM, Radian																					3	
CTNTM		•	•																		3	
AZGTM																150	2235				1	
ПРИЛАДИ ДЛЯ КАРОТАЖУ ПІД ЧАС БУРІННЯ											сум. з КПБ											
ThruBit		•	•	•	•	•	•	•					•			150	325- 1880	54	17,2- 42,6		5	
ПІЛК-76/ АПІЛК-90				•												90	4556	90	108		17	

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник		
	ГТК-Г	ГТК ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт.	ПЕД	U+Tr+K	РРК	КНД	НГК/НКТС				С/О	Ca/Si	Сорт,	За	Г, МПа		Т, °С	Довжина, мм
АПГК-90Р	•														400	90	3300	90	120	17	
АПГКЛ															400	90	3210	90	120	17	
П-90		•													400	90	1930	90	50	17	
АПГК-90						•									400	90	1930	90	50	17	
LWD121-2ННК-																					
ГТКЛП																					
LWD172-2ННК-	А	А	•	•	•										80	150	3000	121	205	17	
ГТКЛП-3ГК																					
LithoTrak	•	•	•	•	А										–	–	–	–	–	2	
КОМБІНОВАНІ ПРИБАДИ																					
SlimXtreme (CNL Tool, HGNS, QLDT, QCNT, QTGC, CHFP Service)				•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		549; 1097	207	4480	7,62– 9,2	115	5	
Raptor 2.0	•	•	•	•											55– 360	137,9	6340	43	43	6	

Продовження табл. 5.2

Назва карбожного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Личильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник
	ГТК-Г	ГТК ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт.	ПЕД	U+T+K	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сор.	Za	Г, °C	
Pulsar	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	175	5580	47,3	40	5
RSTPro (RST-C, RST-D)	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	150	-	43,4; 63,7	-	5
CRE-B	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	150	4590	42,90	28,1	6
ГТР-43; ВПР-ГК-43; КСП-ГК-43															80	1750 3250 3000	43	15 15 15	11
QuadTM															150	4500	43	-	4
КПСК-ГК-III-A															120	6200	48	55	8
КСПРК-III-48															120	3150	48	22	8
Multi Express	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	105	14,3; 16,1; 20,4	57,2	41	5

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник	
	ПРК-Г	ГТК ЛП	ІФП	2ННКг	2ННКнт.	ПЕД	U+Tр+К	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сорт.	Za	П, МПа		T, °C
ЦСП-КНД-53/60						•			•					ГН	СНМ-56 СНМ-18, Сд.	80	3200	60	20	8, 11
ПРКЛ-73						•								ИБН-8-5	СДН.26. 30.160	120	2700	73	80	50 18
ПРКЛ-73-175						•								ИБН-8-5	СДН.26. 30.160	175	2407	73	120	39 18
ПРКЛ-73А						•								ИБН-8-5	СДН.26. 30.160 (70)	120	2700	73	80	55 18
ПРКЛ-73А-150/175						•								ИБН-8-5	СДН.26. 30.160 (70)	175	2590	73	100/ 17	55 18
ПРКЛ-73СП						•								ИБН-8-5	СДН.26. 30.160 (70)	120	2700	73	80	55 18
ЦСП-ИМКС-73						•			•					ИНГ-063 (Се)	LaBr3 (Се)	120	3200	74	80	40 8
СРК						•								ИБН-8-5	250- 800	120	2655	76	80	50 14
РК						•								Рn-Be	250- 800	120	3400	76	80	50 14

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання					Виробник		
	ПТК-Г	ПТК ЛП	ІФП	2ННКг	2ННКнт.	ПЕЛ	U+Tп+К	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сорт.	Za	ПТК		Т, °С	Довжина, мм
АИНК-89С, АПК-89С						•	•	•	•	•	•		ИНГ-061	CsJ(Na), BGO		80	120	4900	89	-	7
Litho Scanner Service	•											•	ПН	3LaBr3, YAP	1097	138	2740; 4270	139,7	166; 132		5
IPL Service (HNGS, APS, LDS)	•	•	•	•								•			549	138	1234	114,3	383		5
iDNSC	•	•										•	Cs-137 (63 Гбк) NaI, CF-252 He-3 (0,6 Гбк)		172,4	175	5980	171,5	-	1	
АВТОНОМНІ ПРИЛАДИ БЕЗ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ																					
SureShot™						•									150-450	180	175	1170	48		1
ГКМ-35/43/48						•									-	20	80	1000	36-48	12-17	8,11
СРП-20																-	-	1010	-	2,5	9
ЦТС-1						•										100	120	1200	110	60	8
Compact Spectral Gamma Ray (CSQ, SGS)						•									550	103	150	2370; 3330	57	42; 48,5	6

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умовні вимірювання						Виробник	
	ГТК-Г	ГТК-ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт	ПЕД	U+Tр+К	РРК	КНД	НГК/НКТС				С/О	Ca/Si	Сорг.	Za	Г, МПа	Т, °С		Довжина, мм
2ГТКП	•														ИГИ-Ц-4-2	2		3139-3350	84	75-96	14
ГТК-С-43		•													ИГИ-А-4М/4-М-1	1		1800-2000	42	18	8, 11
ГТКЛП-76	•	•													ИГИ-Ц-4	Сл.		3395	76	85	17
ЛПК-Ц	•	•													Сs-137	3		2500	90	70	8
ЦСП-ЛПК-76/90	•	•													Сs-137	3		3080	90	70	8
ГТК-ЛП-М	•	•													ИГИ-Ц-4-2	NaI(Tl)		2950	73	80	18
ГТКЛП	•	•													Сs-137	3		3500	83	70	14
РРК-43						•									ИРИК-Д	СИ-12Р/НПД		2000	43	8	11
АПИНК-43			•						•						ИНГ-10-50-120	2He-3		5199	43	45	17
ПИНК-43			•						•						ИНГ-10-50-120	2He-3, NaI(Tl)		3999	43	38	17

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання						Виробник		
	ГРК-Г	ГРК-ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКвт	ПЕД	U+Th+K	РРК	КНД	НГК/НКГС				СО	Ca/Si	Сорт,	За	Г, м/год	Р, МПа		Т, °С	Довжина, мм
ПІЛК-76				•											МФН Г-601	2He-3, Ст.			4013	76	73	17
ЦСП- 2ИННК- 43, (+М)				•											ИНГ- 10-20- 120 (/150)	2СНМ- 56-118		3100	43	25	8, 11	
АИНК- 90-НГ				•												2He-3		2718	90	-	15	
ЦСП- 2ННК- 43/60					•										ИБН- 8-5	2 гел. ліч.		1600	60	18	8	
ЦСП- 2НГК- 43/60									•						Р/н (5106 н/с)	2		1600	60	18	8	
НН-453									•									1500	45	6,8	9	
СНГК-Ш									•						СГ-252	2		1650	48	55	8	
ЦСП- 2ИНГК- 43М									•						ИНГ- 10-20- 120	NaI(Tl)		3100	43	25	8	
ИНГК-43, ИНГК-95									•							NaI(Tl)		3220 2900	43 95	-	16	

Продовження табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації										Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умовні вимірювання						Виробник	
	ГРК-Г	ГРК ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКт.	ПЕД	U+Th+K	РРК	КНД	НГК/НКГС				С/О	Ca/Si	Сорг.	Za	V, м/год	P, МПа		T, °C
ИНГК-С-43									•					ИНГ-10-20-120			80	3000	43	25	11
АИНК-76									•					ИНГ-10-50-120			120	3250	110-350	60	14
ПИМС									•					МФН Г-701	BGO		120	3373	76	61	17
ПИМС-90									•					МФН Г-701	BGO		120	4050	90	140	17
АИНК-36-3Ц									•					ТНТ-1415	NaJ(Tl)/CsI(Na)		85	2900	36	-	15
АИНК-43-120/3Ц									•					ТНТ-1415	NaJ(Tl)/CsI(Na)		85	3950	43	-	15
ЦСП-С/О-90									•					ИНГ-601	BGO		120	3200	100	50	8, 11
АИШС									•					ПГН	2Сц.		120	3600	89	90	14
АИНК-43													•	ИНГ-10-20-120/(-150)	He-3		150	3200	43	12	7
АИНК-42Т													•		NaJ(Tl)		120	3600	42	-	14

Закінчення табл. 5.2

Назва каротажного інструмента	Метод і модифікації											Джерело	Лічильник	Примітки	Максимальні габарити й умови вимірювання				Виробник			
	ГТК-Г	ГТК-ЛП	ІФП	2ННКт	2ННКп	ПЕД	U+Th+K	РРК	КНД	НГК/НКТС	С/О				Ca/Si	Сорг.	Za	Г, м/год		Р, МПа	Т, °С	Довжина, мм
АИМС-СП																	100	120	3600	90	–	14
ИНГКС-С-95																	20	80	3250	95	–	16

Назви методів і модифікацій: ГТК-Г – гамма-гамма каротаж густинний, ГТК-ЛП – гамма-гамма каротаж літологічний густини, ІФП – вимірювання індексу фотоелектричного поглинання в ГТК, 2ННКт – імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж на теплових нейтронах, 2ННКп – імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж на надтеплових нейтронах, ПЕД – вимірювання потужності експозиційної дози в ГТК, U + Th + K – вимірювання вмісту природних γ -випромінювачів у СГК, РРК – рентгенорадіометричний каротаж, КНД – каротаж нейтронів ділення, НГК/НКТС – нейтронний γ -каротаж і нейтронний γ -каротаж спектрометричний, С/О – вуглецево-кисневий каротаж, Ca/Si – вимірювання відношення кисню до кремнію в НГК-С, С_{орг} – вимірювання вмісту органічного вуглецю в НГК-С, Σ_a – імпульсний генератор нейтронів, ІФГ – фотоелектрична густина, КНКТ – каротаж на насосно-компресорних трубах, R – радіус дослідження, С_{орг} – вміст органічного вуглецю, виробники: 1 – APS Technology, 2 – Baker Hughes, 3 – Halliburton, 4 – Roke technologies Ltd, 5 – Schlumberger, 6 – Weatherford, 7 – ВНИИА, 8 – ОАО НПП ВНИИГИС, 9 – ГЕОДЕВАЙС, 10 – Інститут геофізики НАН України, ЗАТ "Київський завод І софтверілад", 11 – ООО НПП "ИНГЕО", 12 – ООО НТКГ "Керн", РФ, 13 – НЕФТЕГАЗГЕОФИЗИКА, 14 – ООО "Нефтегеофизика", 15 – ОАО "Газнефтегеофизика", 16 – ОАО "Тюменьпромгеофизика", 17 – ООО "НПП Энергия", 18 – НПП "Геофизика".

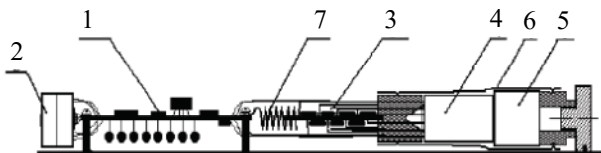


Рис. 5.3. Конструкція модуля ГК (за Скопінцевим С.П.)

- 1 – електронна плата, 2 – трансформатор,
 3 – плата високовольтного подільника напруги, 4 – ФЕП,
 5 – кристал сцинтилятора, 6 – амортизувальна гумова трубка,
 7 – амортизувальна пружина, прикріплена до вільного кінця консолі

Канал спектрального гамма-каротажу. Дослідження розрізу свердловини спектральною модифікацією γ -каротажу виконується за допомогою свердловинного γ -спектрометра. Спектральний γ -каротаж поряд з реєстрацією сумарного сигналу ГК дозволяє визначити концентрацію радіоактивних елементів урану, торію і калію.

Вимоги до апаратури і програмно-методичного забезпечення вимірювань і обробки даних:

1. Кількісне визначення потужності експозиційної дози (ПЕД) випромінювання природних γ -випромінювачів і масового вмісту урану, торію і калію.

2. Оцінка величини і природи радіогеохімічних аномалій.

3. Наявність атестованого метрологічного та інтерпретаційного забезпечення, необхідного для контролю вимірювання і визначення геофізичних параметрів з урахуванням впливу умов вимірювання.

Гамма-спектрометричні дослідження свердловин зводяться до одночасної реєстрації трьох кривих інтенсивності γ -випромінювання в різних енергетичних діапазонах. Ефективність таких досліджень багато в чому залежить від правильності вибору енергетичних інтервалів досліджуваного γ -випромінювання. Енергетичні інтервали спектра γ -випромінювання у ході вимірів вибирають таким чином, щоб на кожному із них переважало γ -випромінювання енергії одного з визначених елементів. Реєструється кількість імпульсів від природного γ -випромінювання в областях енергій в інтервалах: 2,5–2,7 МеВ (торієвий канал), 1,65–1,85 МеВ (урановий

канал), 1,3–1,55 MeV (калієвий канал). Інтенсивність випромінювання в кожному із цих каналів пропорційна вмісту відповідних їм радіоактивних елементів.

На виході схеми ГК будуть з'являтися імпульси з різною амплітудою. У модулі СГК підключено три аналізатори амплітуд, які підраховують відповідну кількість γ -квантів. Верхній лічильник підраховує інтенсивність випромінювання торію, наступний – торію й урану, нижній – загальну інтенсивність (рис. 5.4).

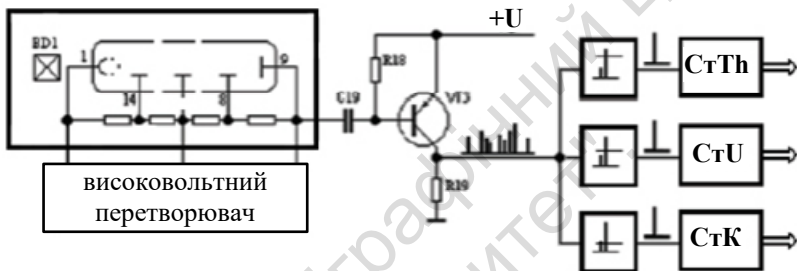


Рис. 5.4. Функціональна схема модуля СГК
(за Скопінцевим С.П.)

У сучасній апаратурі функції аналізу і підрахунку імпульсів виконують схеми, які містять амплітудно-цифровий перетворювач (АЦП) і обчислювач. За допомогою АЦП вимірюють амплітуду прийнятого сигналу, а обчислювач на основі цих даних обраховує інтенсивність кожного каналу вимірювань. Водночас кількість енергетичних каналів у спектрі задається програмно і вона може сягати декількох тисяч.

Порядок проведення вимірювань гамма-каротажу. Роботи на виробничій базі. Порядок проведення геофізичних досліджень свердловин має повне інструктивне і нормативне забезпечення у виробничій або сервісній організації.

Для проведення ГДС і метрологічної підтримки засобів вимірювання необхідна наявність виробничої бази. За можливістю вона має бути наближена до об'єктів дослідження. Виробнича база повинна бути обладнана засобами проведення метрологічних робіт, свердловинних вимірювань, передачі первинних каротажних даних, поточного ремонту і профілактики обладнання.

Склад і послідовність робіт каротажного загону визначаються етапами загального циклу всіх видів геофізичних робіт у свердловинах: підготовчі роботи до виїзду на свердловину, переїзд на свердловину, роботи на свердловині, переїзд зі свердловини на базу, завершальні роботи на базі.

Підготовка свердловини для проведення робіт. Підготовка каротажного загону до виїзду на свердловину включає: отримання наряду на геофізичні роботи, ознайомлення з геофізичними і геологічними матеріалами з досліджуваної свердловини, перевірка справності механізмів, приладів та інструменту в каротажній станції (підйомника і лабораторії).

Підготовка свердловини виконується згідно з інструкцією щодо підготовки свердловини і обладнання до проведення геофізичних робіт.

До спеціалізованих вимог щодо проведення комплексу радіоактивного каротажу належать:

- мінімальний внутрішній діаметр свердловини не менший, ніж найбільший діаметр серед зондів дослідницького комплексу;
- максимальна робоча температура і гідростатичний тиск не більший, ніж найменший з максимальних значень параметрів серед зондів дослідницького комплексу;
- кут нахилу свердловини для робіт на кабелі – не більший за 40°;
- максимальний кут набору кривизни свердловини – не більший за 5° градусів на 10 м стовбуру свердловини;
- спуско-підйомне обладнання має забезпечувати підйом геофізичних приладів завдовжки до 5 м у збірці на висоту, достатню для вільного спуску у свердловину.

На свердловині (на буровому майданчику) уточнюється завдання, встановлюється і готується станція (підйомник і лабораторія) до роботи, приєднується кабель до приладів, свердловинний зонд опускається у свердловину і виконується вимірювання.

Рекомендується геофізичні роботи починати відразу після підйому бурильних труб. У разі простою свердловини перед геофізичними роботами часто виникають труднощі під час спуску зонда або свердловинного приладу на забій.

Спуско-підйомні операції зі спуску свердловинного приладу здійснюються за допомогою відповідного обладнання каротажної

станції або окремого каротажного підйомника (рис. 5.5). Залежно від глибини дослідження, максимального діаметра геофізичного приладу та найбільшого тягового зусилля за максимальної швидкості руху кабелю може буде застосований інший вид підйомного обладнання. Наприклад, несамохідні підйомники, які встановлюються стаціонарно на буровій на весь час буріння або транспортують на бурову різними видами транспорту.

До складу спуско-підйомного обладнання входять: спуско-підйомний агрегат і пульт управління спуско-підйомними операціями. Спуско-підйомний агрегат складається з барабана, приводу барабана, гальмівної системи і кабелеукладача, закріплених на загальній рамі. Привід барабана має забезпечувати рух кабелю зі швидкістю від 50 до 8000 м/г.



Рис. 5.5. Типова схема обладнання для проведення ГДС на кабелі
(за Скопінцевим С.П.):

- 1 – свердловинний прилад, 2 – кабельний наконечник,
- 3 – кабель, 4 – датчик, 5 – підйомник з барабаном, 6 – колектор,
- 7 – реєстратор, 8 – комп'ютер

Приєднання свердловинних приладів до кабелю проводиться за допомогою муфти та кабельного наконечника, який кріпиться до кабелю. У середині ручки-гайки кабельного наконечника є роз'єми з гніздовими контактами. У них поміщають контактні штирки і через ізолювальні гумові або силіконові прокладки з'єднують зонд з геофізичним кабелем. Сполучення витримує всі навантаження, які виникають у ході геофізичних робіт, і виступає "землею" у схемі електроживлення свердловинного приладу.

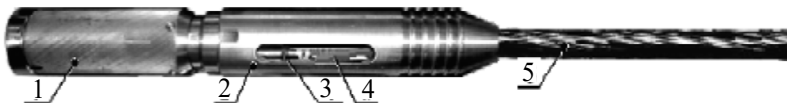


Рис. 5.6. Кабельний наконечник геофізичного зонда
(за Скопінцевим С.П.):

- 1 – ручка-гайка, 2 – захисний ліхтар, 3 – центральна жила кабелю,
4 – конусна ізолювальна свічка, 5 – геофізичний кабель

Геофізичний кабель застосовується для спуску і підйому свердловинних приладів і служить каналом зв'язку між свердловинними і наземними приладами геофізичної апаратури. Неброньовані кабелі рекомендують для використання у свердловинах глибиною в перші сотні метрів. Перед підключенням свердловинної апаратури необхідно перевірити опір ізоляції жил кабелю і відсутність обривів жил. Опір ізоляції має бути не меншим за 2,0 МОм. Кінець кабелю пропускається через отвір у барабані і приєднується до колектора.

Регулювання швидкості спуску здійснюється гальмом барабана лебідки з дотриманням правил. За великих швидкостей спуску під час випадкових зупинок вантажу (свердловинного приладу) або його уповільнення можливі перехльости і утворення вузлів кабелю.

Кабель намотується на барабан під натягом, який має відповідати його натягу у свердловині, але не менше ніж 5 кН. У процесі підготовки для проведення каротажу і після його проведення оператор каротажної станції стежить за цілісністю кабелю. У разі порушення його конструкції, порушення ізоляції жил кабелю або стаціонарної розмітки виконується його поточний ремонт або заміна.

Безпосередньо під час роботи, коли кабель виходить із свердловини, його промивають від бурової рідини звичайно за допомогою ганчірки або муфти з поролону; стежать за правильністю укладки кабелю в барабан.

Визначення глибини є однією з найважливіших операцій у ході свердловинних геофізичних робіт. У процесі роботи в необсадженої свердловині замість глибини забою визначають глибину, до якої дійшов зонд або свердловинний прилад. Ця глибина може істотно відрізнятись від глибини забою через осади або інші причини.

Наближене визначення глибин виконують за показаннями лічильника підйомника або каротажної станції, точніше за мітками, установленими на кабелі через 10 або 20 м. У роботі на броньованому кабелі використовуються магнітні мітки.

Відмітку істинних глибин на діаграмі виконують за мітками точки відліку глибини свердловини. У ході запису каротажної кривої на стрічку аналогового реєстратора (або до масиву даних цифрового реєстратора), а також за інших способів запису каротажної інформації відзначається момент проходження мітки глибини на кабелі через мітководлювач. Вихідною величиною у процесі визначення справжніх глибин є ціна першої мітки, що визначається як відстань від неї до точки запису вимірюваної величини. Глибина, відповідна тій чи іншій мітці, визначається за формулою

$$Z_n = Z_H + \Delta Z_M(n - 1) - Z_{MB}, \quad (5.2)$$

де n – порядковий номер мітки на кабелі; Z_H – ціна першої мітки; ΔZ_M – відстань між мітками; Z_{MB} – відстань між ротором і мітководлювачем.

Під час підйому свердловинного приладу контролюється натяг кабелю механічним, тензометричним або іншим датчиком.

Проведення геофізичних досліджень. Запис даних ГК (СГК) здійснюється одночасно (у зв'язці) із записом даних нейтронного каротажу (НК). Для зменшення похибки вимірювання і контролю якості запису цільовий інтервал досліджується двома проходами: основним і контрольним із 100 % обсягом. Мінімальний інтервал запису – 50 м. Запис вмісних порід неколектора обов'язковий, не менш ніж 10 м.

У разі неможливості виконання вимірювання у зв'язці спочатку виконуються вимірювання ГК (СГК) для унеможливлення активації інтервалу запису генераторами нейтронів НК. У випадку вилітної свердловини запис ГК (СГК) повинен виконуватися на першому "спуску-підйомі" без вмикання розташованого нижче генератора нейтронів модулів НК, запис якими виконується на другому та третьому спусках-підйомах.

Запис багатозондових інтегральних (комбінованих) свердловинних приладів виконується з нормативною швидкістю згідно з вимогами до апаратури кожного методу. Виконується контрольне перекриття (до 50 м) для найцікавішого інтервалу розрізу.

Час дослідження комплексом ГК-НГК не повинен перевищувати час стабільної роботи приладів. Дискретизація з глибиною становить 5–10 см.

Опробування керна свердловин. Опробування керна виконується за допомогою переносної апаратури. Зазвичай використовують точкові вимірювання із кроком 5 або 10 см. Для проведення вимірювань датчики встановлюють так, щоб робоча поверхня зонда була звернена догори. На ніжки або упори датчика встановлюється пластина із прорізом посередині для викладення керна. Форма і площа прорізу має відповідати ефективній поверхні зразка за одиночного виміру, тобто поверхні, коли на детектор потрапляє не менше 90 % реєстрованого випромінювання. Звичайно це близько 20 см². Пластина виготовляється із чистого алюмінію або кадмію.

Методично правильно не виконувати вимірювання керна безпосередньо у кернових ящиках, оскільки тоді неможливо врахувати вплив додаткового фону від розсіяного γ -випромінювання сусідніх стовпчиків керна і дерев'яних стінок ящика.

За звичайною процедурою у ході радіометричного опробування керна проводиться контроль стабільності роботи апаратури – контрольні заміри перед, після кожної години рядових вимірювань і повторні заміри в обсязі 10 %.

Прив'язка результатів опробування керна здійснюється за буровими мітками або бірками геологічної документації.

5.3. Обробка та інтерпретація даних гамма-каротажу

Методичні положення обробки та інтерпретації. Обробку та інтерпретацію даних виконує група комплексної інтерпретації з підключенням спеціалістів з підрахунку запасів і петрофізичного забезпечення. У ході інтерпретації даних використовують сучасні методики, основані на елементному аналізі гірських порід і флюїдів, що їх насичують; використовують усю наявну інформацію про свердловину, підрахункові параметри пластів, результати дослідження керна. Кінцевим результатом інтерпретації є побудова об'ємної багатокомпонентної моделі гірської породи

і порового простору розрізу з характеристикою початкової й точної насиченості пластів і прогнозів припливу.

Комп'ютеризована методика інтерпретації оснований на організації взаємодії між трьома основними видами інформації:

- каротажними даними;
- апріорними даними;
- теоретичними даними.

Якість інтерпретації визначається достовірністю використаних апріорних даних – сукупності геологічних і геофізичних матеріалів, відомих до початку каротажних вимірювань. На етапі прийняття рішень про проведення ядерно-геофізичного каротажу необхідно мати таку інформацію:

- характеристику району робіт, опис розрізу, стратиграфію, літологічну характеристику порід, речовинний і структурний опис колекторів і покришок, фізико-хімічні властивості нафти і газу (або рудних пластів при рудному каротажі), дані про мінералізацію пластової і промивальної рідини;

- геолого-технологічні умови: типову конструкцію свердловини, тиск і температуру в інтервалі робіт;

- повний комплекс ГДС на одній із розвідувальних свердловин та інформацію з кернавого матеріалу.

На етапі проведення типової обробки та інтерпретації бажано мати:

- дані кавернометрії, ЕК, інклінометрії, дані із стратиграфії, значення номінального діаметра свердловини, густини і мінералізації промивної рідини, мінералізації та складу пластових вод, температури на забої свердловини;

- характеристику свердловини на час проведення радіоактивного каротажу: тип і стан свердловини, положення забою свердловини, товщини і діаметри обсадної колони (колон), положення інтервалів перфорації, дані щодо дебіту, виду і цілей ремонту, цільові інтервали, стратиграфічні розбивки всередині них.

Оцінка речовинного складу і визначення пористості оснований на застосуванні спеціально створеної інтерпретаційної моделі. Інтерпретаційна модель – система, яка охоплює: а) модель гірської породи, б) модель умов вимірювання, в) петрофізичні рівняння методів; г) уявлення про розмірність й оптимальність геофізичного простору вирішення задач і точність отримання результатів.

Сформувати інтерпретаційну модель означає виконати низку операцій, пов'язаних із "налаштуванням" системи петрофізичних рівнянь досліджуваного об'єкта і вирішуваної задачі. Розмірність моделі відповідає кількості геофізичних параметрів (методів ГДС), які дозволяють із прийнятною точністю вирішити задачу кількісної оцінки компонентів породи.

Фізична модель гірської породи містить описи:

- твердої фази;
- флюїдів;
- структури порового простору;
- структури твердої фази породи;
- характеру взаємодії між твердою і рідкою фазами.

Процедура формування інтерпретаційної моделі – за своєю суттю задача перебірного типу, що включає:

- 1) визначення параметрів фізичної моделі;
- 2) розрахунок теоретичних (ефективних) геофізичних параметрів за допомогою відповідних петрофізичних рівнянь;
- 3) зіставлення теоретичних параметрів із фактичними (внесення поправок за умови вимірювання);
- 4) перевірка за критеріями збіжності.

Особливості технології комплексної інтерпретації. Виділення цільових об'єктів досліджень (колекторів, рудних інтервалів) відбувається протягом усього процесу обробки та інтерпретації даних. Критерієм виділення інтервалів виступають індивідуальна та/або комплексна "поведінка" кривих ГДС. Після встановлення фільтраційно-ємнісних властивостей інтервалів уточнюють їхню літологію (особливо глинистість), визначають, структуру пористого простору і характер насиченості.

Узагальнена інтерпретаційна модель породи формується, базуючись на відомих апріорних даних про досліджуваний геологічний об'єкт, на результатах аналізу керн і оперативних даних, отриманих під час буріння.

Інтерпретацію й обробку потрібно виконувати рекомендованим програмним забезпеченням, що має достатню апробацію і достовірність.

Існує великий перелік програмного забезпечення для обробки та інтерпретації каротажних даних, зокрема даних радіоактивних

методів каротажу: Schlumberger (Petrel E&P Software Platform, Techlog Wellbore Software Platform), платформа Weatherford Interpretation and Evaluation Services (США), Prime (НПЦ "ГеоТЭК", РФ), Saphir (КАРРА, Франція), WinLog (ЗАО НПФ "Эликом", РФ), Соната (ООО "ФХС-ПНГ", РФ), КАСКАД, серія продуктів LogPWin, ServiceMS, МаГИСтр (ООО "Нефтегазгеофизика", РФ), GeoOffice Solver (ОАО НПЦ "Тверьгеофизика", РФ), Геопошук (Інститут кібернетики ім. В.М. Глушкова НАН України), Гинтел (РФ), Prime (РФ).

Результати інтерпретації мають включати кількісні визначення в поточковому і попластовому варіантах:

- пористості (структури порового простору), об'ємного вмісту компонентів твердої фази порід-колекторів з похибками, які забезпечують якість оцінки та аналізу характеристик і параметрів насиченості;
- коефіцієнта поточної нафто- і газонасиченості;
- вмісту в поровому просторі води, її мінералізації, газової і нафтової складової;
- положення міжфлюїдних контактів;
- прогностні характеристики очікуваного припливу вуглеводнів при розкритті пласта після проведення досліджень.

Склад матеріалів. У результаті інтерпретації передаються цифрові файли первинної документації, цифрові файли результатів обробки та інтерпретації (у форматі las), планшет, текст висновку.

Обробка діаграм гамма-каротажу починається з розчленування розрізу і виділення порід і руд різної радіоактивності. Оскільки величина радіоактивності порід осадового комплексу добре корелюється з їхньою глинистістю, то в піщано-глинистому розрізі за діаграмами методу природного γ -випромінювання можна виділяти пласти з різним вмістом глинистого матеріалу.

Крива ГК характеризує природну γ -активність гірських порід, що відкриваються свердловиною. Концентрація радіоактивних елементів у певних літологічних різновидах змінюється у деякому діапазоні, що дозволяє за показаннями інтенсивності γ -випромінювання проводити літологічне розчленування розрізів свердловин. З осадових порід, типових для нафтових і газових родовищ, найбільш

радіоактивні чисті глини, висока інтенсивність γ -випромінювання яких фіксується на діаграмах γ -каротажу.

У породах осадового комплексу наявні пласти (каротажні репери), які на кривій ГК відмічаються характерними аномаліями, що чітко простежуються в різних свердловинах досліджуваної площі або регіону. Такі аномалії можуть відповідати глинистим породам (глинам, аргілітам, глинистим сланцям), пісковикам, вапнякам, вугільним пластам тощо. На підставі кореляції цих реперів між свердловинами можна визначити літологічні неузгодження, виявити тектонічні порушення та інші особливості геологічної будови району досліджень.

Оскільки радіус дослідження ГК незначний (близько 40 см), то I_γ залежить від діаметра свердловини та положення свердловинного приладу щодо стінки свердловини, радіоактивності й густини промивної рідини, а в разі закріпленої свердловини – від товщини колони і цементного кільця. На форму кривої ГК впливають такі чинники:

1. Усереднення показників, що зумовлює інтегрування випромінювання з деякого об'єму середовища, відповідного радіуса дії установки.

2. Тип зонда, його довжина і розміри детектора.

3. Наявність у вимірювальному каналі каротажної апаратури відповідної інтегрувальної комірки.

4. Конструкція свердловини (обсадна колона, промивальна рідина, глиниста кірка тощо).

Вплив геометрії вимірювань показано на рис. 5.7, де наведено теоретичні криві ГК, розраховані для окремих пластів завтовшки h підвищеної радіоактивності, що перетинаються свердловиною діаметром d_c . Вважається що свердловина заповнена неактивною промивальною рідиною. Переміщення детектора γ -випромінювання (свердловинного приладу) відбувається з нескінченно малою швидкістю. Для того щоб визначити γ -випромінювання, що надходить на детектор, усе середовище розбивається на дуже малі елементи; визначається γ -випромінювання, що приходить до детектора від кожного з них з урахуванням поглинання в товщі породи та у стовбурі свердловини, і потім результати підсумовуються. За цими результатами для низки точок будується крива ГК.

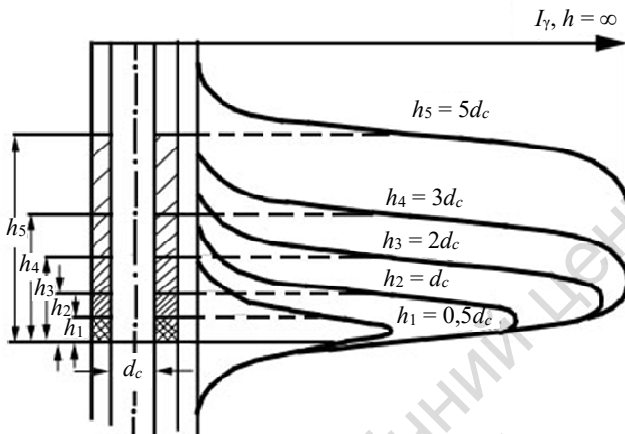


Рис. 5.7. Теоретичні криві гамма-каротажу
(за Заворотьком Ю.М.):

h – потужність пласта, $I_{\gamma, h \rightarrow \infty}$ – максимальна γ -активність пласта за його нескінченної потужності

Перехід від значень γ -активності навпроти вмісних порід до показань навпроти середини пласта відбувається плавно. За однакової γ -активності вмісних порід пласт підвищеної радіоактивності виділяється симетричною аномалією, половина амплітуди якої за умови $h/d_c > 3$ відповідає контактам пласта. За $h/d_c > 3$ γ -активність у пласті досягає насичення $I_{\gamma, h \rightarrow \infty}$, тобто за подальшого збільшення h вона залишається незмінною і відповідає пласту нескінченної товщини. За $h/d_c < 3$ γ -активність у пласті менша від її максимального значення $I_{\gamma, h \rightarrow \infty}$, і контакти пласта на кривій ГК зміщуються до вершини аномалії.

Слід зазначити, що практичні криві ГК відрізняються від теоретичних у зв'язку із впливом на процес реєстрації низки факторів, наведених вище.

Застосування детектора кінцевої довжини призводить до деякого додаткового згладжування кривих РК і зниження їхніх амплітуд навпроти тонких пластів.

Вплив розміру детектора. Розмір детектора прямо пов'язаний з реєстрованою інтенсивністю γ -випромінювання. Інтенсивність випромінювання для детектора сталої довжини виражається залежністю

$$\Delta I_l = \int_{z-l/2}^{z+l/2} \Delta I dl, \quad (5.3)$$

де ΔI – інтенсивність γ -випромінювання; l – довжина детектора; z – відстань від центра детектора до нижньої межі активного пласта (рис. 5.8).

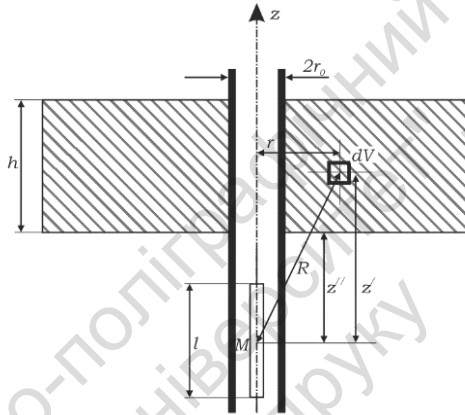


Рис. 5.8. Вплив довжини детектора на показники ГК

(за Ларіоновим В.В.):

z – вісь глибин; h – товщина пласта; z' – відстань від центра детектора до одиночного об'єму радіоактивної речовини; z'' – відстань від центра детектора до нижньої межі активного пласта; l – довжина детектора; M – центр детектора; R – відстань від центра детектора до одиночного об'єму радіоактивної речовини; r – відстань від осі свердловини до одиночного об'єму радіоактивної речовини; r_0 – радіус свердловини

Вплив інтегруючої комірки. У зареєстрованій амплітуді γ -випромінювання проти пластів обмеженої потужності вносять поправку за спотворювальний вплив інерційності апаратури. Із цією метою виміряне максимальне значення природного γ -випромінювання проти пласта $I_{\gamma, \max}$ приводять до величини $I_{\gamma, h \rightarrow \infty}$ для пласта необмеженої потужності, використовуючи відно-

шення $I_{\gamma, h \rightarrow \infty} = I_{\gamma, \max} / v_{\gamma}$, де v_{γ} – поправковий коефіцієнт за обмежену потужність пласта, що залежить від швидкості переміщення свердловинного приладу v по стовбурі свердловини, постійної інтегруючої комірки τ ; і потужності пласта h (рис. 5.9).

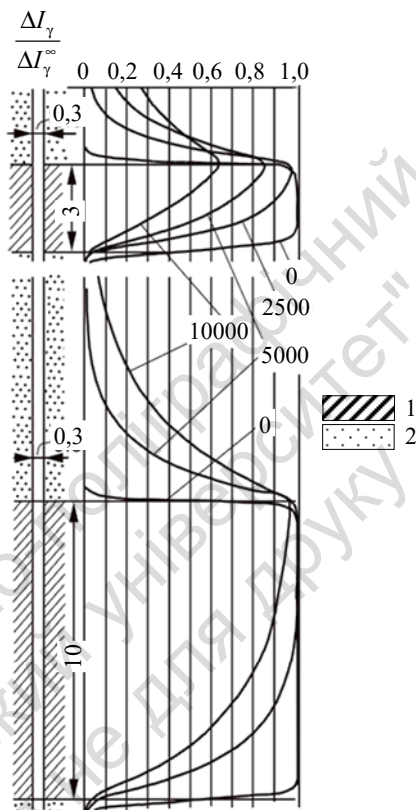


Рис. 5.9. Вплив параметра $v\tau$ на криву γ -каротажу

(за Заворотьком Ю.М.):

діаметр свердловини – 0,3 м, верхня шкала відношення активності пласта нормованої на активність пласта нескінченної товщини; цифри кривих – добуток швидкості руху зонда v на величину часу інтегрувальної комірки τ . Пласти: 1 – активний, 2 – неактивний

Особливе значення має вибір оптимальної швидкості v переміщення свердловинного приладу і постійної часу τ інтегратора.

За занадто великого добутку $\nu \cdot \tau_i$ амплітуди аномалій ГК зменшуються і стають асиметричними, точки кривих відповідні границям пластів, зміщуються у бік руху свердловинного приладу, фіктивна потужність пласта збільшується, не виключений пропуск пластів малої потужності (рис. 5.10).

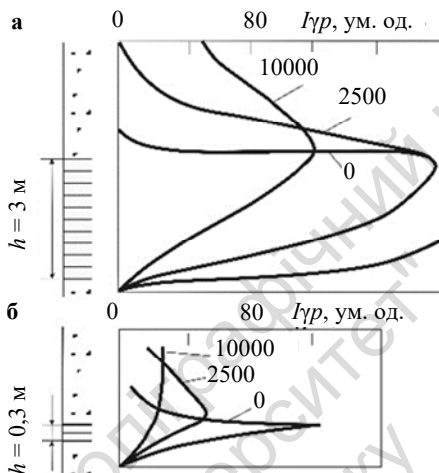


Рис. 5.10. Конфігурація кривих I_γ проти пластів великої (а) і малої (б) потужності

Шифр кривих – добуток $\nu \cdot \tau_i$, у м/год·с

Зменшення $\nu \cdot \tau_i$ призводить до спотворення кривих ГК за рахунок статистичних флуктуацій, у результаті чого вони стають занадто порізаними, відсутня їхня повторюваність.

Оптимальне значення τ_i розраховується за формулою

$$\tau_i = I/2 \cdot \varepsilon^2 \cdot I_{\gamma, \text{сер}}, \quad (5.4)$$

де ε – відносна статистична похибка вимірювань, яка приймається для нафтогазових і рудних свердловин у процесі пошукових досліджень рівною 0,05 і детальних – 0,03, для вугільних свердловин – 0,1.

Значення τ_i для даного типу апаратури встановлюють найближчим до розрахункового.

Оптимальну швидкість підйому свердловинного приладу визначають за формулою $\nu = 1800 \cdot h/\tau_i$ (h – мінімальна потужність продуктивного пласта), за умови, що детектор γ -випромінювання має бути проти пласта мінімальної потужності протягом часу $3 \tau_i$.

На етапі пошукових досліджень у нафтогазових свердловинах швидкість переміщення свердловинного приладу v становить 300–400 м/год, а $\tau_i = 3\text{--}6$ с. Вибираючи масштаб запису кривих γ -каротажу, необхідно забезпечити достатню диференціацію досліджуваного розрізу.

Вплив свердловинних умов. Вимірювання γ -випромінювання певною мірою залежать від свердловинних умов. Унаслідок впливу глинистої кірки та різного діаметра свердловини емітовані породою γ -промені на своєму шляху до детектора проходять різні відстані. Для внесення відповідних поправок розроблено корекційні графіки (номограми), які приводять вимірювання до стандартних. За стандартні вважається центрований інструмент у водозаповненій свердловині діаметром 20 см. Корекція залежить від параметра поглинання, який обраховується як добуток різниці між діаметром свердловини та зонда на нормовану густину глинистої кірки. Зазвичай ці поправки визначають шляхом дослідних вимірювань або генеруються числовим моделюванням (напр., моделюванням Монте-Карло).

Додаткові ускладнення можуть виникнути у разі внесення різноманітних добавок до промивальної рідини, таких як барит або КСІ. Барій у промивальній рідині – дуже ефективний поглинач низькоенергетичного γ -випромінювання. Калій у КСІ робить промивальну рідину небажаним джерелом радіоактивності, яка коректується за рахунок виправлення спектра γ -випромінювання, наприклад, визначаючи різницю у формі γ -спектра калію, що надходить з промивальної рідини і навколишніх порід.

Отже, приведені до цих умов показники ГК виражаються формулою

$$I_{\gamma,\text{прив}} = I_{\gamma,\infty} \cdot \eta_{\gamma}, \quad (5.5)$$

де $I_{\gamma,\infty}$ – інтенсивність γ -випромінювання досліджуваного пласта, приведена до його необмеженої потужності; η_{γ} – коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в інтервалі між стінкою свердловини і свердловинним приладом.

Коефіцієнт ослаблення в загальному випадку залежить від густини промивної рідини, обсадної колони, цементного кільця та їхніх товщин. Наявність обсадної колони, що поглинає

γ -випромінювання, спричиняє загальне зниження амплітуди ГК і погіршення диференціації пластів на кривій ГК. Наявність затрубного цементного кільця теж знижує показання на кривій ГК.

За інших однакових умов показники ГК приблизно пропорційні γ -активності породи. Однак це справедливо лише в деяких межах, оскільки γ -випромінювання залежить також від густини порід. За однакової γ -активності в щільних породах показники ГК менші, ніж у менш щільних, за рахунок більшого поглинання γ -випромінювання.

З метою виключення похибок, пов'язаних зі свердловинними умовами, для інтерпретації кривих ГК використовують не абсолютні значення I_γ , а відносні: відносну одиницю, одиницю подвійного різницевого параметра та імовірнісну нормалізовану одиницю.

Відносна одиниця визначається виразом

$$I_\gamma = I_\gamma / I_{\gamma, \text{оп}}, \quad (5.6)$$

де I_γ і $I_{\gamma, \text{оп}}$ – інтенсивності γ -випромінювання в досліджуваному і опорному пластах.

Відносна одиниця залежить від впливу природного фону і використовується у тих випадках, коли фон на один-два порядки менший від інтенсивності ГК, що фіксується.

Одиниця подвійного різницевого параметра ΔJ_γ визначається зі співвідношення

$$\Delta J_\gamma = \frac{I_\gamma - I_{\gamma, \text{оп}}^1}{I_{\gamma, \text{оп}}^2 - I_{\gamma, \text{оп}}^1}, \quad (5.7)$$

де $I_{\gamma, \text{оп}}^1$ і $I_{\gamma, \text{оп}}^2$ – інтенсивності γ -випромінювання у двох опорних пластах (див. рис. 5.11), у яких рівні природної радіоактивності постійні й мають мінімальні та максимальні значення.

Подвійний різницевий параметр ΔJ_γ не залежить від наявності фону і конструктивних особливостей апаратури в тому разі, якщо спектральні характеристики вимірюваного випромінювання в досліджуваному та опорних пластах однакові.

Імовірнісна нормалізована одиниця $|\Delta I_\gamma|_{\text{ім}}$ визначається як подвоєна величина середнього квадратичного відхилення σ інтенсивності $I_{\gamma, i}$ від її середнього значення, зареєстрованого в еталонному середовищі $I_{\gamma, \text{сєр}}$. Показники проти досліджуваних пластів $I_{\gamma, i}$ перераховуються у відносні одиниці $|\Delta I_\gamma|_{\text{ім}} = I_{\gamma, i} / 2\sigma$.

Під час інтерпретації матеріалів ГК практичне використання того чи іншого відносного параметра залежить від геологічних особливостей досліджуваного геологічного розрізу і способів градування вимірювальної апаратури.

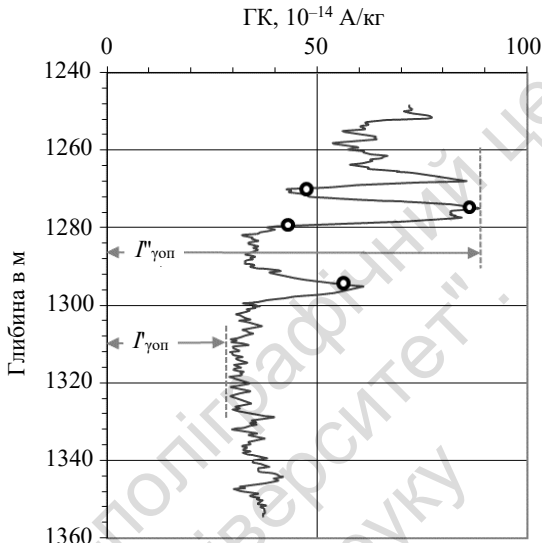


Рис. 5.11. Приклад визначення опорних пластів за діаграмою ГК

Інтерпретація даних гамма-каротажу. Крива ГК характеризує γ -активність порід, які перетинає свердловина.

Застосування γ -каротажу для вивчення літологічного розрізу свердловини ґрунтується на тому, що породи розрізняються за вмістом у них радіоактивних речовин. Характер зв'язку між γ -активністю порід та їхніми літологічними властивостями встановлюється для даного району на основі зіставлення кривих ГК з літологічним розрізом пробурених опорних свердловин і зіставлення вимірів γ -активності ядра з результатами його літологічного аналізу. Зазвичай вміст у породі радіоактивної речовини тим більший, чим більше в ній глинистого матеріалу.

Підвищена радіоактивність глин пов'язана з тим, що завдяки великій питомій поверхні вони адсорбують значну кількість урану

і торію більше, ніж інші осадові породи. У деяких глинах підвищена радіоактивність пов'язана також з високим вмістом калію.

Для оцінки об'ємної частки глини V_{gl} у складі породи із кривої ГК обирають мінімальні й максимальні значення γ_{min} і γ_{max} , де утворення з мінімальними значеннями вважаються *чистим піском* (0 % глини), а максимальне значення – узятий як *глина* (100 % глини). Тоді показники ГК, $I_{ГК}$ визначаються в одиницях (API, мкР/год) у будь-якій точці свердловини (індекс ГК – $I_{ГК}$) шляхом лінійного масштабування.

Індекс $I_{ГК}$ можна масштабувати у відсотковому співвідношенні за шкалою залежно від типу породи (рис. 5.12). Часто використовується лінійна трансформація $I_{ГК}$ у частку фракції глин, натомість два нелінійні перетворення в області низької глинистості дають змогу виконати компенсацію впливу різного вмісту глинистого мінералу різних типів порід. Інколи можливо визначити "глинистість" сланцюватих піщаників. Лінійна інтерполяція для обчислення об'ємної глинистості найбільш придатна для сланцюватих зон, які містять приблизно в однакових пропорціях глинисті мінерали. Для цього використовуються кінцеві значення індексу $I_{ГК}$, причому найбільші похибки належать до області мінімальних значень ГК.

Пісковики, вапняки і доломіти мають відносно низьку радіоактивність; найменшу радіоактивність має кам'яна сіль, ангідрит і вугілля, відповідно до цього глинисті пласти будуть відзначатися на кривій ГК максимумами, а піщані, чисто карбонатні та соляні – мінімумами.

Зазначена закономірність не завжди витримується. Так, зустрічаються піщанисті (зокрема, глауконітові й монацитові пісковики) і карбонатні пласти, збагачені радіоактивними речовинами. Водночас радіоактивність різних глин неоднакова. У зв'язку із цим інтерпретацію діаграм ГК слід проводити з урахуванням характеристики порід за γ -активністю, отриману на підставі узагальнення матеріалів ГК за раніше пробуреними свердловинами і даними вивчення зразків керна щодо конкретного району.

Природно, що ГК використовується також для виявлення в розрізі свердловини радіоактивних руд.

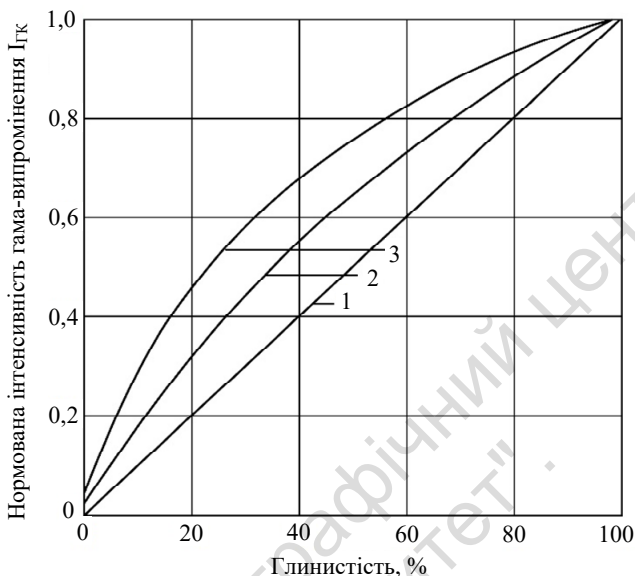


Рис. 5.12. Приклад номограми для трансформації індексу $I_{ГК}$ у глинистість (за Ларіоновим В.В.)

1 – верхня межа глинистості (або лінійне наближення);
2 – породи мезозойського віку та давніші; 3 – уламкові кайнозойські утворення

З огляду на те, що γ -випромінювання має велику проникну здатність і, зокрема, проходить через обсадні труби з незначним поглинанням, γ -каротаж можна проводити як у необсаджених, так і в обсаджених свердловинах. Ця властивість зумовлює значні оперативні переваги ГК порівняно з іншими методами промислово-геофізичних досліджень.

Труднощами однозначної інтерпретації даних інтегральної модифікації ГК є неоднотипність геологічних формацій. Зустрічаються слаборадіоактивні глини, але є також доломіти з підвищеною радіоактивністю. Застосування спектрального γ -каротажу дозволяє виявляти аномалії, пов'язані з такими геологічними формаціями.

Інтерпретація даних СГК для літологічного розчленування за допомогою аналізу компонентних концентрацій. Існують дві найважливіші переваги використання СГК замість стандартного ГК.

Перша перевага – це можливість установлення природи радіоактивних аномалій; друга – ідентифікація типу глин, їхня класифікація відносно вмісту трьох природних радіоактивних елементів.

Для одного з типів каротажного інструменту ГК співвідношення між концентрацією трьох природних радіоактивних елементів та інтегральним сигналом γ -випромінювання в одиницях АРІ ($I_{ГК}$) має вигляд

$$I_{ГК} = 4Th + 8U + 16K, \quad (5.8)$$

де торій (Th) і уран (U) вимірюються в ppm, а калій (K) в масових відсотках.

Відмінність вмісту урану і калію в різних літологічних типах порід дозволяє провести їхню експрес-дискримінацію за даними SGK. Продемонструємо це на низці прикладів.

На рис. 5.13 подано криві SGK і криві трьох компонент Th, U і K. Трек ГК представлений двома кривими: перша – ГК, друга – ОГК, а також наведено діаграми вмісту трьох радіоактивних компонент Th, U і K у карбонатному розрізі. Крива ГК передає загальний сигнал γ -випромінювання. Друга крива – це так звана обчислена крива ГК (ОГК), виражає суму швидкості рахунків Th і K (перетворених в одиниці АРІ), але без вмісту урану, який слабо пов'язаний з глинистими мінералами. Загальний сигнал γ -випромінювання краще співвідноситься з диференціацією вмісту урану, а крива ОГК більше корелюється з безглинистими зонами.

Із рис. 5.13 видно, що хід кривої ГК зумовлений коливаннями вмісту урану, тоді як крива ОГК указує, що інтерпретація загального сигналу ГК для глин давала б помилкові результати в безглинистій зоні (напр., для інтервалу глибин 110–140 м). Іншим джерелом похибок, пов'язаних з лінійною інтерпретацією ГК, може бути ситуація, коли сланцюваті піски містять мінерал, збагачений калієм (напр., слюди). Тоді неправильний (завищений) показник відсотка глинистих сланців формується внаслідок внесення додаткової радіоактивності слюдою.

Слюдовмісна зона (інтервал глибин 1007–1012 м) виявлена через аномально високий вміст K (рис. 5.14). У разі використання лише кривої ГК цей інтервал був би неправильно проінтерпретований як суміш пісків і глин.

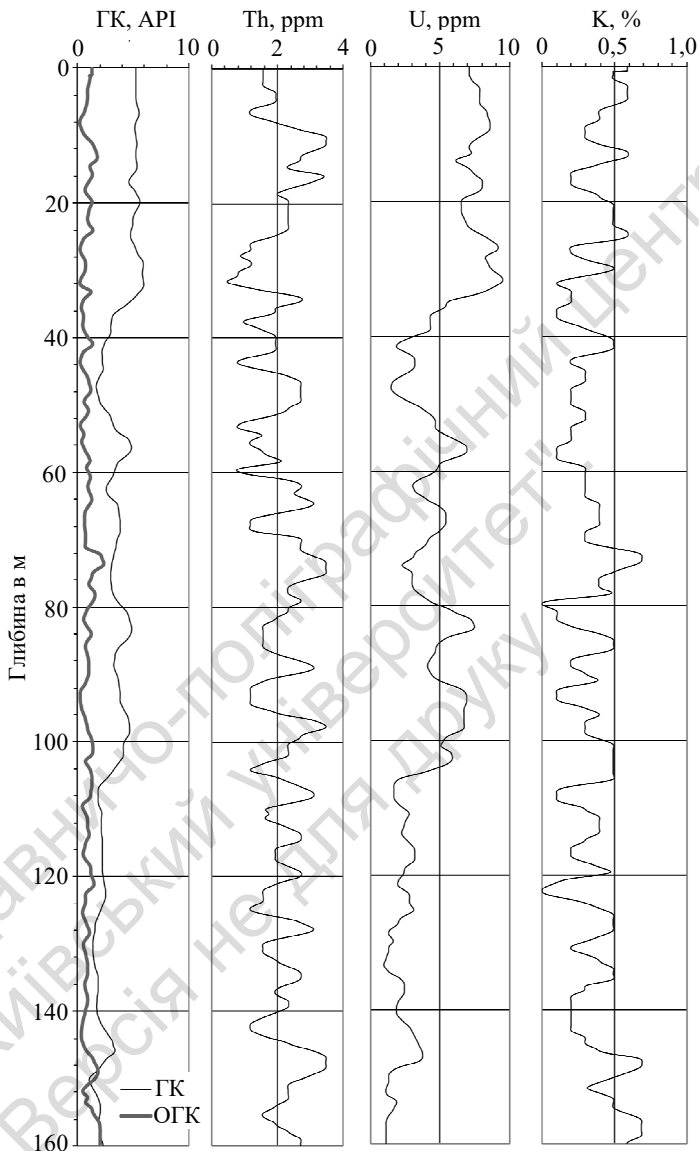


Рис. 5.13. Літологічна дискримінація карбонатного розрізу за кривою ГК і концентраційними кривими Th, U і K (адаптований із [50])

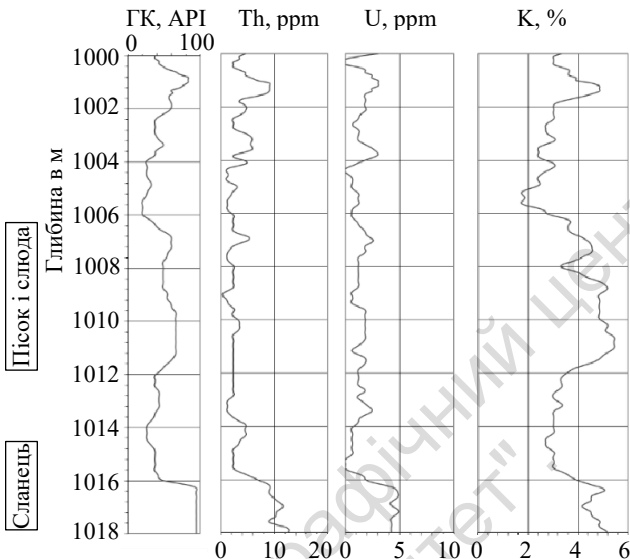


Рис. 5.14. Виділення слюдовмісної зони за кривою ГК і концентраційними кривими Th, U і K (за Darwin V. Ellis). Шкала глибин умовна

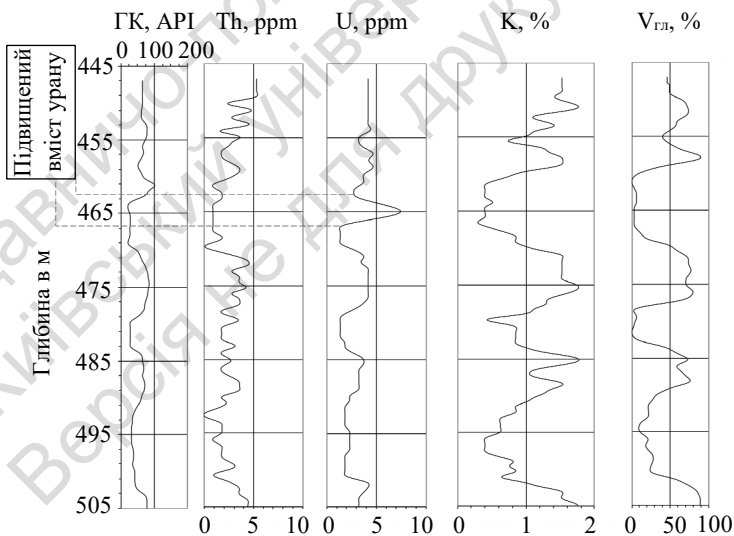


Рис. 5.15. Визначення підвищеного вмісту урану в органогенних рештках за кривою ГК і концентраційними кривими Th, U і K (за Darwin V. Ellis) Шкала глибин умовна

Також крива ОГК є більш репрезентативна щодо наявності глинистих мінералів у сланцях шляхом усунення ефекту від органічних сланців або депонування солей урану в тріщинах і розломах.

Збагачена ураном формація буде неправильно інтерпретована з використанням простого ГК як сланцева. Спектральна модифікація ГК дозволяє встановити, що локальне підвищення вмісту урану (інт. 463,5–466,5 м) свідчить про те, що це не простий сланцевий матеріал, а зона, збагачена органічним матеріалом (рис. 5.15).

Метод спектрального аналізу розвивався протягом багатьох років, хоча основний спосіб – підбір концентрацій урану, торію і калію методом найменших квадратів залишається практично незмінним. Для визначення концентрації трьох радіоактивних ізотопів, які формують загальний сигнал ГК, виконується спектральний аналіз виміряного γ -випромінювання.

5.4. Завдання та область застосування гамма-каротажу

Гамма-каротаж застосовується у свердловинах різного призначення з метою вирішення різноманітних геологічних і геотехнічних задач. Під час вирішення геологічних задач дані γ -каротажу використовуються для розчленування розрізів свердловин, кореляції літологічних комплексів, а також виділення низки корисних копалин.

Метод ГК є основним для пошуків і розвідки радіоактивних руд. Породи, що містять промислові скупчення мінералів урану і торію, відзначаються на кривій ГК дуже високими показниками. За даними ГК виконується кількісна оцінка вмісту радіоактивних елементів у рудах.

У комплексі з іншими методами ГДС метод ГК широко застосовується в дослідженнях на калійні солі. За сприятливих умов метод ГК упевнено виділяє в розрізах свердловин фосфоритові, марганцеві, свинцеві та інші руди кольорових і рідкісних металів, супутніми для яких є підвищені концентрації урану і торію.

Метод ГК застосовується для виділення вугільних пластів і літологічного розчленування розрізу. Слід зазначити, що виділення

вугільних пластів за мінімальними показниками кривої ГК не завжди є однозначним, бо низькою радіоактивністю також характеризуються вапняки, пісковики, ангідрити, конгломерати тощо. Тому матеріали методу ГК використовують у комплексі з даними інших методів ГДС, що базуються на вивченні різних фізичних властивостей вугілля і вмісних порід.

Матеріали ГК у нафтових і газових свердловинах застосують для оцінки глинистості (V_{21}) порід-колекторів. Водночас показники ГК не залежать від мінералізації пластових вод і промивальної рідини, на відміну від даних методу самочинної поляризації, що також використовуються з цією метою.

Отже, дані дослідження свердловин γ -каротажем у комплексі з матеріалами інших методів промислової геофізики використовуються для вирішення таких геологічних завдань: літологічного розчленування розрізу; кореляції геологічного розрізу; виділення корисних копалин (уранових, торієвих, марганцевих, залізних і свинцевих руд, бокситів, апатитів, фосфоритів, кварцових жил, зон окварцювання, антрацитів тощо); виділення порід-колекторів; оцінки глинистості порід; непрямого визначення за сприятливих умов пористості порід-колекторів. Підрахунок запасів уранових і торієвих родовищ оснований на даних γ -каротажу.

Визначення вмісту в породах урану (радію), торію і калію за даними спектрометричного γ -каротажу дозволяє вирішувати низку завдань прикладної геології: 1) з'ясування механізму і швидкості вивітрювання гірських порід за станом радіоактивної рівноваги в системі "уран-радій"; 2) вивчення геохімічної циклічності, відновлення умов накопичення осадів гірських порід і кореляція німих товщ; 3) з'ясування фаціальних характеристик та інтенсивності тектонічних рухів структур, сприятливих для акумуляції нафти і газу; 4) вивчення особливостей і генезису вивержених і метаморфічних гірських порід.

За допомогою СГК у нафтогазовій геології вирішуються такі завдання: виділення у карбонатному розрізі вторинних доломітів, визначення глинистості й нерозчинного осаду пластів-колекторів з малою похибкою (до 10 %), установлення мінерального складу глинистих порід тощо.

Контрольні запитання

1. Для вирішення яких завдань застосовується γ -каротаж?
2. Назвіть основні переваги і недоліки γ -каротажу під час пошуків уранових родовищ.
3. Для чого використовується спектрометрична модифікація γ -каротажу?
4. Яке поле в γ -каротажі вважають аномальним?
5. Поясніть, як впливає ступінь радіоактивної рівноваги між U і Ra на результати γ -каротажу.
6. З яких міркувань вибирають енергетичні інтервали вимірювань γ -випромінювання у спектрометричному каротажі, що виконується з метою пошуків і розвідки уран-торієвих руд? Назвіть ці інтервали.
7. На чому ґрунтується використання γ -каротажу для літологічного розчленування порід і геологічного картування?
8. На чому ґрунтується застосування γ -каротажу для виділення галогенних порід, фосфоритів, рідкісноземельних руд?
9. На чому базується застосування γ -каротажу для визначення глинистості порід?
10. Які завдання нафтогазової геології вирішуються за допомогою SGK?

Література: [1, 7–15, 17, 18, 23, 24, 26, 31–32, 36–37, 39, 41].

РОЗДІЛ 6

Еманаційний каротаж

Геофізичний метод, оснований на вивченні розподілу концентрації радіоактивних еманцій у геологічному середовищі, отримав назву еманаційного. Еманаційна зйомка була першим польовим методом пошуку радіоактивних руд (1922 р.).

Еманаційний каротаж (ЕК) оснований на визначенні концентрації радону по стовбуру свердловини, який генерується гірськими породами і радіоактивними рудами.

6.1. Фізичні основи методу

Гірські породи та руди мають у своєму складі деяку кількість урану і торію, під час радіоактивного розпаду яких виділяються у навколишнє середовище радіоактивні еманції. Радіоактивні еманції – це інертні радіоактивні гази – ізотопи радону: радон (^{222}Rn , $T = 3,825$ діб), торон (^{220}Rn або Tn , $T = 54,5$ с), актинон (^{219}Rn або An , $T = 3,96$ с). Усі вони члени природних радіоактивних рядів: радон – ряду ^{238}U , торон – ряду ^{232}Th , актинон – ряду ^{235}U . Радон – безбарвний газ, добре розчиняється у воді, густина його – $9,73 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

Частина атомів радіоактивних еманцій (Rn, Tn, An), які утворюються в процесі розпаду ізоотопів радію, потрапляє до порового простору ґрунтів і порід. У результаті дифузії, руху підземних вод і ґрунтового повітря еманції утворюють газові ореоли навколо рудних тіл, механічних і сольових ореолів розсіяння радіоактивних елементів. Концентрація радіоактивних еманцій у ґрунтовому повітрі залежить від двох основних факторів: концентрації в гірських породах урану і торію та інтенсивності виділення еманцій у навколишнє середовище.

Відношення об'єму еманції, яка виділяється з породи в її пори, до всього об'єму утвореної еманції називається коефіцієнтом еманування k_e . Цей коефіцієнт змінюється від часток відсотка в породах із щільною кристалічною решіткою до 95–98 % у сильно зруйнованих породах.

Об'ємна активність еманцій Q в порох в однорідному середовищі визначається формулою

$$Q = Q_m \cdot \rho \frac{k_e}{k_i}, \quad (6.1)$$

де Q_m – питома (масова) активність радіоактивного елемента, що утворює еманцію, ρ – густина породи, k_e – коефіцієнт еманування, k_i – коефіцієнт пористості.

Ця формула справедлива на деякій глибині, де експаляція еманцій в атмосферу має незначний вплив.

У разі віддалення від рудного тіла – джерела еманції, активність її зменшується тим швидше, чим більша постійна розпаду λ і нижчий коефіцієнт дифузії D еманції в породі, що визначається формулою

$$Q = Q_0 \cdot e^{\left(-x \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)}, \quad (6.2)$$

де Q_0 – активність еманцій у покрівлі активного пласта, x – відстань від активного пласта.

Коефіцієнт дифузії D характеризує швидкість дифузії – це кількість еманції, що проходить за одиницю часу через одиницю площі за одиничної зміни її концентрації. Наприклад, D_{Rn} у повітрі становить $0,105 \text{ см}^2/\text{с}$, D_{Rn} у воді – $0,066 \text{ см}^2/\text{с}$. Дифузійні параметри радону в деяких природних середовищах наведено в табл. 6.1.

Процес дифузії еманції в породах формує еманційні ореоли розміром до декількох метрів; конвенційне перенесення радону з потоками ґрунтових вод за сприятливих умов може призвести до формування еманційного ореола розміром десятки, іноді сотні метрів.

Крім рудних тіл, механічних і сольових ореолів розсіяння радіоактивних елементів, причиною еманційних аномалій може бути підвищене еманування порід нормальної активності в зонах дроблення і тектонічних порушень (*аномалії еманування*) або скупчення радону і торону під газонепроникними прошарками (*аномалії екранування*), які розглядаються як аномалії-завади в пошуках родовищ радіоактивних руд.

Для аномалій еманування та екранування характерні нормальне γ -поле і фоновий вміст урану в наносах. Аномалії еманування мають різну форму, часто лінійну (витягнуту), відповідну зонам тектонічного дроблення і тріщинуватості. Для аномалій екранування характерне їхнє локальне (лінзоподібне) поширення на ділянках розвитку газонепроникних порід у верхній частині розриву.

Вміст урану і γ -активність у рудних еманацийних аномаліях закономірно підвищуються з глибиною, у механічних ореолах розсіювання спостерігаються їх різкі коливання. Ореольні аномалії характеризуються широким площинним розподілом та ізометричною формою. Площинне поширення мають і рудні аномалії.

Найбільш перспективні аномалії, які можуть бути пов'язані з урановим зруденінням, характеризуються ознаками:

- порівняно високою активністю еманцій у ґрунтовому повітрі (не менш ніж 10^5 – 10^6 Бк/м³), що виразно виділяються на кількох профілях у вигляді аномальної смуги;
- радоною або змішаною природою еманації;
- збільшенням концентрації еманцій та інтенсивності γ -випромінювання з глибиною;
- наявністю аномальних концентрацій урану в пробах осадових відкладів і корінних порід;
- видимою урановою мінералізацією; приуроченістю еманацийних аномалій до порід з аномальною радіоактивністю, сприятливих структур, горизонтів, зон дроблення, тріщин тощо.

Розрахунки об'ємної активності еманації для трьох моделей.

1. Свердловина радіусом r_0 розкриває еманувальне середовище (рис. 6.1), еманация видаляється із свердловини у процесі буріння, тобто розподіл радону в навколосвердловинному просторі носить нестационарний характер.

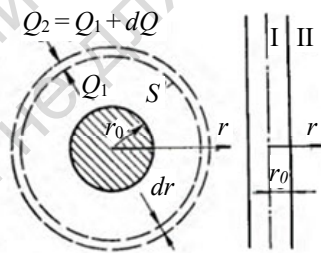


Рис. 6.1. Схематичне зображення еманувального середовища, розкритого свердловиною (за Новіковим Г.Ф.)

(план – ліва експлікація, розріз – права експлікація)

- I – свердловина, II – навколосвердловинний простір; r_0 – радіус свердловини, dr – товщина, S – площа та r – відстань від осі свердловини до шару розрахункового потоку еманації, Q_1 та Q_2 рівні потоку еманації на внутрішній та зовнішній поверхні розрахункового шару

Вихідне рівняння нестационарної дифузії, яке описує потік еманції через кільцевий шар

$$\frac{\partial^2 N(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial N(r,t)}{\partial r} - \frac{\lambda \eta}{D} N(r,t) - \frac{\eta}{D} \frac{\partial N(r,t)}{\partial t} = -\frac{a_0}{D}. \quad (6.3)$$

Граничні умови:

- 1) $r = r_0, N = 0$;
- 2) $r \rightarrow \infty, N = N_\infty$ – скінченна величина;
- 3) $t = 0, N = N_\infty$ за будь-яких значень $r > r_0$.

Заміна функції Бесселя асимптотичною формулою $K_0(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2xe^{-x}}}$ дає змогу отримати вираз об'ємної концентрації радону в навколосвердловинному просторі з часу t розкриття еманувального пласта:

$$\begin{aligned} N(r,t) \\ r > r_0 = N_\infty \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_0}{r}} \left[e^{-(r-r_0)b} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-r_0}{2\sqrt{D^*t}} - \sqrt{\lambda t} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + e^{-(r-r_0)b} \operatorname{erfc} \left(\frac{r-r_0}{2\sqrt{D^*t}} + \sqrt{\lambda t} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6.4)$$

В умовах стаціонарної дифузії ($t \rightarrow \infty$) рівняння спрощується

$$N(r) = N_\infty \left\{ 1 - \frac{K_0(br)}{K_0(br_0)} \right\}. \quad (6.5)$$

Значення аргументів у наведених вище рівняннях: N – концентрація еманції, $b = \sqrt{\lambda \eta / D} = \sqrt{\lambda / D^*}$, λ – стала розпаду еманції, η – пористість, a_0 – інтенсивність еманування ($a_0 = K_{em} q_{Ra} \rho \lambda_{Rn}$, K_{em} – коефіцієнт еманування, q_{Ra} – вміст радю, ρ – густина), D – коефіцієнт дифузії, D^* – уявний коефіцієнт дифузії (табл. 6.1), K_0 – функція Бесселя відповідно другого роду від уявного аргументу, $\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y)$, $\operatorname{erf}(y) = 2\pi^{-1/2} \int_0^y e^{-z^2} dz$ – інтеграл імовірностей, табульований.

2. Суха циліндрична виробка розкриває еманувальне тіло, еманція із тіла вилучається і потрапляє до виробки в результаті дифузії.

Граничні умови:

- 1) $r = r_0, N = N_0$;
- 2) $r = 0, N$ – скінченна величина;
- 3) $t = 0, N = 0$ у всіх точках виробки.

Формула розрахунку концентрації еманції в сухій циліндричній виробці:

$$N(r, t) = N_0 \frac{J_0(br)}{J_0(br_0)} - 2N \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{(b^2 r^2 + C_n^2) J_1(C_n)} e^{-[(C_n/r_0)^2 + b^2] D^* t} J_0\left(C_n \frac{r}{r_0}\right), \quad (6.6)$$

де J_0, J_1 – функції Бесселя нульового і першого порядку від дійсного аргумента; C_1, C_2, \dots, C_n – корені функції Бесселя.

Таблиця 6.1

Дифузійні параметри радону в гірських породах

Середовище	D^* , см ² /с	l , см	η , %	Умови визначення
Повітря	0,1	218		лабораторні
Кварцовий пісок сухий	0,045	148	43	лабораторні
Елювіально-делювіальні відклади слабозволожені	0,0055	51	23	польові
Кора вивітрювання гранодіоритів	0,005	49		лабораторні
Трахіріоліт тріщинуватий	0,0035	41	12	підземна виробка
Пісковик у зоні дроблення	0,0007	18,3	4,8	підземна виробка
Гнейс, гранітогнейс тріщинуватий	0,0002	9,8	1,2	підземна виробка
Брекчія діабазу	0,00023	10,5		польові
Гранодіорит	0,0001	6,9		лабораторні
Мусковіт-хлоритовий сланець	0,000014	2,6		лабораторні
Кварцит	0,000008	0,62		лабораторні
Вода	0,000001	2,2		лабораторні

3. Нескінченне середовище. Для практичних розрахунків порова концентрація R_n усередині нескінченного середовища оцінюється за допомогою виразу

$$C_{Rn} = 12,6 \cdot 10^7 q_U \cdot \rho \frac{k_e}{k_n}, \quad (6.7)$$

де C_{Rn} в $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ – порова концентрація радону; q_U – вміст урану в породах у %; ρ – густина порід; k_e – коефіцієнт еманування; k_n – коефіцієнт пористості.

6.2. Методика досліджень

Глибинна еманційна зйомка застосовується на площах, де глибина залягання пошукового горизонту (рудного тіла) перевищує 5 м. Спостереження виконуються у свердловинах з глибиною 5–10 м. Водночас можуть застосовуватись усі модифікації еманційної зйомки.

Еманційний каротаж – використовується для вивчення розподілу концентрації радону вздовж осі свердловини з метою виявлення похованих ореолів розсіяння і рудних тіл радіоактивних елементів. У сухих свердловинах відбір проб ґрунтового повітря виконується за допомогою спеціального пакер-зонда (рис. 6.2, 6.3). В обводнених свердловинах виконується трековий еманційний каротаж з використанням гірлянди треківих детекторів.

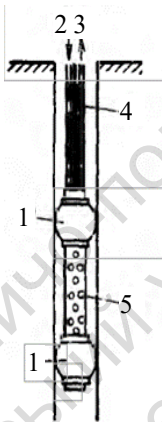


Рис. 6.2. Пакер-зонд для еманційного каротажу:
1 – гумова манжета (пакер),
2, 3 – патрубки до нагнітального і всмоктувального насосів, 4 – сталевий трос, 5 – перфорована трубка

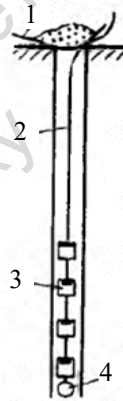


Рис. 6.3. Трекові детектори еманцій у свердловині:
1 – плівка для герметизації свердловини, 2 – шнур, 3 – касета з детектором, 4 – привантаж для натягу шнура

Вимірювання за допомогою пакер-зондів. У сухих свердловинах відбір проб повітря здійснюється за допомогою пакер-зонда. Як вимірювальну апаратуру використовують сцинтиляційні або іонізаційні еманометри. До комплексу апаратури входять пробо-відбірник, осушувач-пилловловлювач, вимірювальна камера,

пульт керування, насос і сполучні гнучкі патрубки. Осушувач заповнюють ватою і силікагелем (кульки із CaCl_2).

Під час вимірювань дотримуються умов: 1) належної герметизації системи зонд – осушувач – камера – насос; 2) вільного руху повітря у системі забій свердловини – вимірювальна камера.

Градування виконують за допомогою стандартних зразків розчину радю. Еманацию вводять вакуумним або циркуляційним способом у камеру, після тригодинної експозиції реєструють наростання показань еманометра:

$$j_{t'} = \frac{3.7 \cdot 10^{10} C_{t'} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda R n t})}{I_{3 \text{ год}}} \text{ (вакуумний спосіб),} \quad (6.8)$$

$$j_{t'} = \frac{3.7 \cdot 10^{10} C_{t'} M_{Ra} (1 - e^{-\lambda R n t}) V_k}{I_{3 \text{ год}} V_0} \text{ (циркуляційний спосіб),} \quad (6.9)$$

де M_{Ra} – маса радю у стандартному зразку; γ, t – час накопичення радону; V_k – об'єм вимірювальної камери; V_0 – об'єм циркуляційної схеми; $I_{3 \text{ год}}$ – показання еманометра через три години, імп/с; $C_{t'}$ – коефіцієнт приведення ($C_{t'} = K_{3 \text{ год}}/K_{t'}$); $K_{3 \text{ год}}$ – коефіцієнт наростання швидкості рахунку після трьох годин експозиції; $K_{t'}$ – коефіцієнт наростання швидкості рахунку після миттєвого введення еманации в камеру.

Еманацийний трековий картаж. В обводнених свердловинах використовують еманацийний трековий картаж, для чого до свердловини опускають гірлянду трекових касет (детекторів). Розміри касет – (40–50) · (50–70) мм, об'єм – 100–140 мл. Якщо касета призначена для вимірювання тільки радону, пористий фільтр розташовують на стакані, а якщо планується сумісне торон-радонове вимірювання, то плівковий детектор розташовують перед фільтром. Касети заввишки 10–12 см практично нівелюють вплив торону.

Експозиція триває 25–30 діб, після чого гірлянду витягують із свердловини, детектори обробляють і вивчають.

Градування трекових детекторів виконують за допомогою набору металевих стаканів, які мають штуцери для введення еманации, і герметичну знімну кришку.

Градувальний стакан об'ємом V_k із плівковим детектором монтують у циркуляційну схему об'ємом V_0 послідовно з рідким радієвим стандартним зразком у барботері й продувають за допомогою насоса повітря протягом 15 хв; штуцери затискують, стакан залишають на

експонування від 2–4 до 7–10 діб (залежно від маси радію у стандартному зразку). Після травлення треків підраховують їхню щільність на 1 мм^2 плівки за час α -опромінення n_τ і середню швидкість утворення треків (трек/($\text{мм}^2 \cdot \text{доба}$)) за час експонування τ (доба).

$$\varphi_\tau = \frac{n_\tau}{\tau}. \quad (6.10)$$

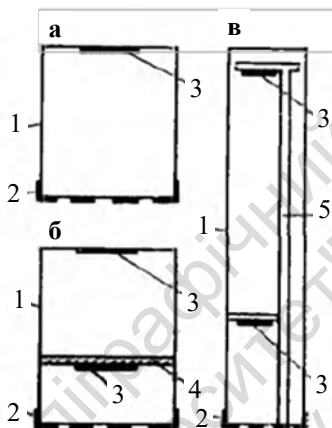


Рис. 6.4. Касети для реєстрації еманцій треківим методом:
 а – для спільного визначення радону і торону, б – для визначення радону,
 в – для визначення торону; 1 – пластиковий стакан, 2 – знімне дно з отворами,
 3 – плівковий детектор, 4 – пористий фільтр, 5 – стрижень-тримач

Градувальний коефіцієнт, [(Бк/л)/(трек/($\text{мм}^2 \cdot \text{доба}$))]

$$j_\tau = \frac{3.7 \cdot 10^{10} M_{\text{Ra}} (1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t}) (1 - e^{-\lambda_{\text{Rn}} \tau})}{\bar{n}_\tau \lambda_{\text{Rn}} V_0}, \quad (6.11)$$

де t – час накопичення радону в барботері, діб; λ_{Rn} – постійна розпаду радону, $0,1814 \text{ с}^{-1}$; \bar{n}_τ – середня щільність треків, трек/ мм^2 .

Обробка польових матеріалів. Сумарна об'ємна активність еманцій (радон + торон) обчислюється за виразами:

$$N = \frac{j(I - I_\phi)}{V_k} \quad (\text{спосіб примусового відбору повітря}), \quad (6.12)$$

$$N = \frac{j_\tau (n_\tau - n_\phi)}{\tau} \quad (\text{трековий спосіб}), \quad (6.13)$$

де j – градувальний коефіцієнт еманометра, Бк/поділка; V_k – об'єм вимірювальної камери, л; I_ϕ – фонова інтенсивність α -випромінювання; j_τ – градувальний коефіцієнт, (трек/($\text{мм}^2 \cdot \text{доба}$)); n_ϕ – фонова щільність треків.

Розділення радону і торону з примусовим відбором повітря здійснюється вимірюванням швидкості рахунку імпульсів I_1 після часу введення еманції до вимірювальної камери t_1 та зняття відліку I_2 після часу t_2 :

$$N_{Rn} = \frac{b_1 j_{t_2} I_2 - b_2 j_{t_1} I_1}{(a_2 b_1 - a_1 b_2) V_K}, \quad (6.14)$$

$$N_{Tn} = \frac{a_2 j_{t_1} I_1 - a_1 j_{t_2} I_2}{(a_2 b_1 - a_1 b_2) V_K}, \quad (6.15)$$

де I_1 та I_2 – відліки приладу без фону; j_{t_1} та j_{t_2} – градувальні коефіцієнти (Бк/поділка), віднесені до часу t_1 та t_2 ; b_1 та b_2 – коефіцієнти, які описують розпад торону ($b_1 = e^{-\lambda_{Tn} t_1}$ та $b_2 = e^{-\lambda_{Tn} t_2}$; постійна розпаду торону $\lambda_{Tn} = \frac{1}{54,5} \text{с}^{-1}$); a_1 та a_2 – коефіцієнти наростання I за час t_1 та t_2 після миттєвого введення радону до вимірювальної камери (табл. 6.2).

Таблиця 6.2

Коефіцієнти наростання показників альфа-активності в іонізаційній (іон.) та сцинтиляційних камерах (сц.)

Інтервал часу t з моменту припинення введення радону, хв	Значення $K_t = \frac{I_t}{I_0}$ для різної тривалості τ (хв) введення радону до камери									
	0		3		6		10		15	
	іон.	сц.	іон.	сц.	іон.	сц.	іон.	сц.	іон.	сц.
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,0	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	1,28	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

Під час застосування трекових детекторів розділення радону і торону виконується конструктивно, шляхом введенням фільтрів на певній висоті приймальної касети або повітряним шаром.

Вихідними виразами розрахунку об'ємної активності радону і торону є

$$I_1 = I_{Rn}K_{Rn1} + I_{Tn}a_z a_{нд} K_{Tn1}, \quad (6.16)$$

$$I_2 = I_{Rn}K_{Rn2} + I_{Tn}a_z a_{нд} K_{Tn2}, \quad (6.17)$$

де $a_{нд}$ – коефіцієнт недосичення продуктів розпаду торону за час активації адсорбенту τ ($a_{нд} = 0,77$ при $\tau = 24$ год); a_z – коефіцієнт, який враховує активність торону і продуктів його розпаду під час руху їх від еманувальної поверхні до адсорбенту ($a_z = 0,51$ і $0,03$ за висоти адсорбенту 5 і 10 см відповідно); K_{ij} – коефіцієнти, які характеризують дезактивацію дочірніх продуктів радону і торону після часу t_1 і t_2 (табл. 6.3).

Таблиця 6.3

**Відносна дезактивація продуктів розпаду радону і торону
(експозиція накопичення активного нальоту $\tau = 24$ год)**

Час дезактивації t , хв	K_{Rn}	K_{Tn}
0	1,000	1,00
1	0,898	1,00
3	0,752	1,00
5	0,659	1,00
10	0,542	1,01
20	0,458	1,02
30	0,409	1,01
60	0,252	1,00
90	0,138	0,98
120	0,071	0,96
180	0,018	0,92
240	0,004	0,88
300	0,001	0,82
600	–	0,60
1200	–	0,31
1400	–	0,24

Розв'язком системи рівняння є

$$I_{Tn} = \frac{K_{Tn2}I_1 - K_{Tn1}I_2}{D}, \quad (6.18)$$

$$I_{Rn} = \frac{K_{Rn1}I_2 - K_{Rn2}I_1}{Da_z a_{нд}}, \quad (6.19)$$

$$D = K_{Rn1}K_{Tn2} - K_{Rn2}K_{Tn1}. \quad (6.20)$$

Характеристики еманацийних аномалій. Фонова концентрація еманції й відповідна їй об'ємна активність змінюється від 5–10 до 100–150 Бк/л; для трекової зйомки – від перших десятків до перших сотень треків на 1 мм² плівки за 30 діб. Коефіцієнт варіації щільності треків n_T у близько розташованих точках може сягати 20–30 % без помітної зміни γ -активності пухких відкладів; за примусового відбору повітря – 40–50 %.

Уранові рудні поклади формують радонові аномалії в діапазоні від 40 до 40000 Бк/л.

6.3. Завдання та область застосування еманційного каротажу

Еманційний каротаж використовують у ході великомасштабних пошуків U і Th на ділянках, закритих осадовими відкладами потужністю понад 5 м (іноді перших десятків метрів). Його можна використовувати для вивчення розподілу концентрації по осі свердловини з метою пошуків похованих ореолів розсіяння і рудних тіл, які свердловиною не пересікаються. Крім того, еманційний метод застосовують для трасування тектонічних порушень, прогнозу землетрусів і геоекологічних досліджень.

Контрольні запитання

1. Назвіть групи, на які поділяються радіометричні методи, що використовують радіоактивне випромінювання природних радіонуклідів.
2. Для вирішення яких завдань застосовується γ -каротаж?
3. Назвіть основні переваги і недоліки γ -методів під час пошуків уранових родовищ.

4. Для чого використовують спектрометричні модифікації γ -методів?
5. Яке поле в γ -каротажі вважають аномальним?
6. Поясніть, як впливає ступінь радіоактивної рівноваги між U і Ra на результати γ -методів.
7. Як ураховують порушення радіоактивної рівноваги між U і Ra в γ -методі?
8. З яких міркувань вибирають енергетичні інтервали вимірювань γ -випромінювання в ході спектрометричного аналізу уранторієвих руд? Назвіть ці інтервали.
9. Яка глибинність досліджень γ -методом?
10. Які фізичні основи еманційного методу?
11. На чому ґрунтується використання радіометричних методів для літологічного розчленування порід і геологічного картування?
12. На чому ґрунтується використання еманційного каротажу для простеження розривних порушень?
13. На чому ґрунтується застосування γ -каротажу для виділення галогенних порід, фосфоритів, рідкісноземельних руд?
14. На чому базується застосування γ -каротажу для визначення глинистості порід?
15. Якими методами визначають природу радіометричних аномалій (уранова, торієва)?

Література: [3, 11, 19, 33].

РОЗДІЛ 7

Гамма-гамма-каротаж

Гамма-гамма-каротаж (ГГК) оснований на реєстрації розсіяного гірською породою γ -випромінювання від джерела, розміщеного в геологічному середовищі або на його поверхні. ГГК уперше застосовано в 1953 р. під назвою "каротаж густини" для визначення густини гірських порід у природному заляганні.

7.1. Фізичні основи методу

Гамма-гамма каротаж оснований на двох процесах взаємодії γ -випромінювання з речовиною – комптонівського розсіювання та фотоелектричного ефекту. За постійних умов вимірювання потік розсіяного γ -випромінювання є функцією густини та ефективного атомного номера середовища: $\Phi = f(\rho, Z_{\text{еф}})$.

Ефект Комптона полягає в некогерентному (зі зміною енергії або довжини хвилі) розсіянні γ -квантів на електронах атома. Комптон-ефект має найбільшу імовірність для γ -квантів з енергією 0,5–5 МеВ.

Фотоефект відіграє основну роль за взаємодії "м'яких" γ -квантів (з енергією $< 0,5$ МеВ) з речовиною, коли їхня енергія наближається до енергії зв'язку електронів в атомі. При фотоефекті γ -квант передає всю свою енергію електрону (найчастіше із внутрішніх оболонок), тобто повністю поглинається. Фотоефект не є закінченим процесом. У результаті фотоефекту атом, з якого вибито електрон, переходить у збуджений стан і, повертаючись у стійкий стан, випускає кванти характеристичного рентгенівського випромінювання, що називається флуоресценцією. Найінтенсивніше флуоресцентне рентгенівське випромінювання виникає під час поглинання γ -квантів електронами К-оболонки. Енергія його для елементів з великим атомним номером може досягати 50–100 кеВ.

Явище флуоресценції, що супроводжує процес фотопоглинання, за певних умов проявляється в ГГК, однак найповніше

його використовують в рентгенорадіометричному каротажі, про який ідеться в розд. 8.

Розсіяння γ -випромінювання за енергії падаючих γ -квантів, що перевищує 30–50 кеВ, є повторюваним, багатоступінчастим процесом. З кожним подальшим зіткненням з електроном енергія γ -квантів дедалі зменшується. У підсумку на деякій відстані від джерела в середовищі може формуватися своєрідне γ -поле багаторазово розсіяних фотонів, просторово-енергетичний і кутовий розподіл яких залежить від енергії γ -квантів джерела, геометрії вимірювань і співвідношення перерізів комптон- і фотоэффекту. Для практики найважливішою є інформація, яку розсіяні γ -кванти можуть нести про склад і властивості середовища. Цю інформацію в ГГК отримують, вимірюючи ослаблення потоку розсіяного γ -випромінювання в гірських породах і рудах.

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в речовині μ , фізичний зміст якого впливає з розгляду проходження вузького паралельного пучка γ -квантів через поглинач, може бути представлений сумою перерізів комптонівської взаємодії σ і фотопоглинання τ : $\mu = \tau + \sigma$. Виражаючи τ і σ через "мікроскопічні" перерізи $a\tau$ і $a\sigma$ і враховуючи, що в 1 см^3 кількість атомів речовини становить $a n = \rho \frac{N}{A}$, а кількість електронів $e n = \rho \frac{N}{A} Z$, повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання визначається виразом

$$\mu = \rho \frac{Z}{A} N [a\tau(E)Z^{-1} + a\sigma(E)], \quad (7.1)$$

де ρ , Z , A – густина, атомний номер, атомна вага елемента-розсіювача відповідно; N – число Авогадро. Повнішу інформацію про ці процеси наведено в розд. 2.

Вище йшлося про взаємодію γ -квантів із середовищем, представленим будь-яким одним хімічним елементом. Користуючись правилом адитивності, формулу (7.1) можна перенести і на багатокомпонентні середовища, якими є гірські породи і руди. Для цього в ній необхідно перейти від μ до ефективного масового коефіцієнта ослаблення $\overline{\mu}_{\text{еф}}$, який знаходять усередненням масових коефіцієнтів ослаблення кожного i -елемента $\overline{\mu}_{\text{еф}} = \frac{\mu_i}{\rho_i}$ з вагою, рівною ваговому вмісту цього елемента q (%) у середовищі

$$\overline{\mu}_{\text{еф}} = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot q_i. \quad (7.2)$$

Аналогічно для опису взаємодії γ -квантів із середовищами неоднорідного складу вводяться поняття ефективного атомного номера $Z_{\text{еф}}$ та ефективного масового числа $A_{\text{еф}}$. Величину $Z_{\text{еф}}$ відносно фотоелектричного поглинання в області енергій, менших за 0,5 МеВ, можна обчислити за допомогою наближеної формули

$$Z_{\text{еф}} \approx \sqrt[3]{\sum_{i=1}^n Z_i^3 \cdot q_i}. \quad (7.3)$$

7.2. Методика гамма-гамма каротажу

Методика досліджень гамма-гамма-методом полягає в опромінюванні гірських порід, відкритих свердловиною, γ -квантами штучного джерела і реєстрації інтенсивності розсіяного (ослабленого) γ -випромінювання, яке досягає детектора, розташованого на деякій відстані R від джерела (рис. 7.1). Ця відстань називається *довжиною зонда*. Екран із важкого металу (частіше із Рб, Fe, W), установлений між джерелом і детектором, практично повністю поглинає пряме γ -випромінювання джерела. Тому вимірюване в даному методі γ -випромінювання майже повністю складається з γ -квантів, що зазнали хоча б одне розсіяння на атомах середовища, яке оточує джерело.

Коли γ -кванти великої енергії, що генеруються джерелом, зазнають декілька актів розсіяння і значно зменшують свою енергію, вони можуть поглинатися в результаті фотоелектру. Оскільки взаємодія γ -кванта з речовиною є випадковим процесом, різні кванти до свого поглинання встигають пройти різні відстані від джерела. Із віддаленням від джерела потік γ -квантів зменшується з відстанню тим швидше, чим вища густина середовища і концентрація важких елементів у ньому, тобто чим більший коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ .

Для визначення розподілу γ -квантів навколо точкового джерела використовують рівняння дифузії, що має вигляд

$$\Phi_{\gamma} = \frac{Qc}{4\pi D_{\gamma}R} e^{-R/L_{\gamma}}, \quad (7.4)$$

де Φ_{γ} – потік γ -квантів; c – швидкість світла; D_{γ} – коефіцієнт дифузії γ -квантів; L_{γ} – довжина пробігу γ -квантів; Q – інтенсивність джерела; R – відстань до точки реєстрації (довжина зонда).

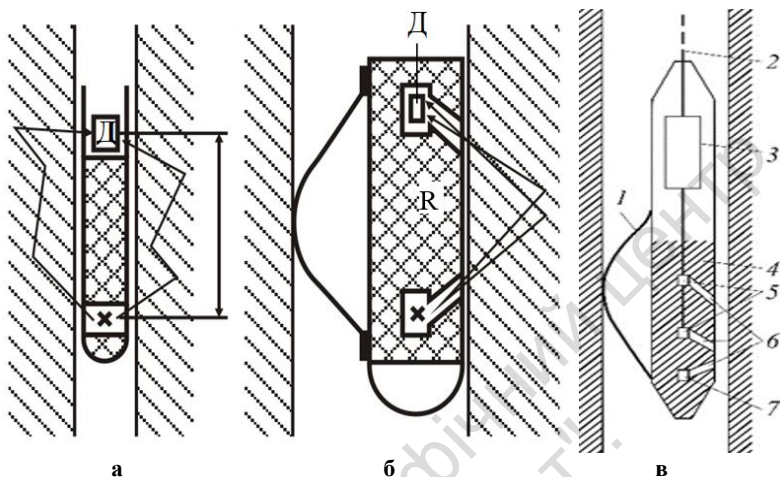



Рис. 7.1. Схема зондів гамма-гамма-каротажу:

- x – джерело γ -випромінювання; Д – детектор;
 – свинцевий (вольфрамовий, сталевий) екран; R – довжина зонда.
 Зонди: а – свердловинний осесиметричний; б – свердловинний з коліматорами та притискним пристроєм; в – свердловинний із двома детекторами:
 1 – притискний пристрій; 2 – кабель; 3 – електронна схема;
 4 – свинцевий екран; 5 – детектори γ -випромінювання; 6 – коліматори;
 7 – джерело γ -випромінювання

В області комптонівського розсіяння та при $Z < 20\text{--}30$ величини D_γ і L_γ , як і коефіцієнт лінійного поглинання μ , визначаються енергією γ -квантів E_γ і густиною середовища ρ . Коефіцієнт дифузії D_γ і довжина пробігу L_γ обернено пропорційні густині: $D_\gamma = a/\rho$ і $L_\gamma = b/\rho$, де коефіцієнти a і b залежать від початкової енергії γ -квантів. З урахуванням цього попередню формулу можна записати у вигляді

$$\Phi_\gamma = \frac{Qc\rho}{4\pi aR} e^{-R\rho/b}. \quad (7.5)$$

Щоб отримати достатню для розв'язання практичних завдань чутливість приладу, довжину зонда ГГК, тобто відстань R між детектором і джерелом, вибирають, виходячи із співвідношення $R \cdot \rho = 40\text{--}100$ г/см². Мінімальна довжина зонда часто обмежу-

ється товщиною екрана, яка має бути не менша ніж 5–7 см з використанням джерела ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,662$ MeB) і 10–12 см для ^{60}Co (E_γ становить 1,17 і 1,33 MeB).

У породах, що містять важкі елементи, на ослаблення γ -випромінювання, крім ρ , помітно впливає також ефективний атомний номер геологічного середовища, особливо за малої енергії реєстрованих γ -квантів. У разі використання великих зондів показання детектора зменшуються зі збільшенням як густини гірської породи, так і концентрації в ній важких елементів. Ступінь впливу останнього чинника на показання ГТК можна змінювати вибором початкової енергії γ -квантів (вибором джерела) та енергії квантів, що переважно реєструються детектором (вибором детектора).

Із рівності (7.1) випливає, що ослаблення γ -випромінювання в загальному випадку залежить як від густини середовища, так і від його ефективного атомного номера. Однак за певних умов вплив ρ і $Z_{\text{еф}}$ можна виділити окремо. Водночас має виконуватись умова

$$\frac{Z}{A} [\tau(E)Z^{-1} + \sigma(E)] = \text{const.} \quad (7.6)$$

Умова (7.6) виконується при $E > 0,20$ MeB для більшості гірських порід ($Z_{\text{еф}} \approx 12\text{--}15$) у зв'язку з переважанням за таких енергій і $Z_{\text{еф}}$ комптон-ефекту і постійністю відношення Z/A , яке приблизно дорівнює 0,5 для всіх породотвірних елементів.

Модифікацію ГТК, що реалізує визначення густини гірських порід, називають густинним гамма-гамма-каротажем.

Величину $Z_{\text{еф}}$ можна визначити, якщо $\tau(E)Z^{-1} \gg \sigma(E)$, що має місце при $E < 0,2$ MeB для руд важких металів, тобто в області переважного прояву фотоефекту.

Модифікацію ГТК із джерелами м'яких γ -квантів, що використовує переважне ослаблення розсіяного γ -випромінювання шляхом фотоелектричного поглинання, у зв'язку з високою чутливістю її до наявності домішок елементів з великим Z називають селективним гамма-гамма-каротажем (ГТК-С).

Необхідно зазначити, що й у випадку переважання фотоефекту коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання згідно з формулою (7.1) залежить не тільки від $Z_{\text{еф}}$, але й від густини ρ середовища. Тому слід урахувувати, який із множників $\tau(E, Z)$ або ρ надає вирішальний

внесок до величини μ . Полегшити розв'язання завдань, пов'язаних з визначенням $Z_{\text{еф}}$, може сталість густини або пряма кореляція між $Z_{\text{еф}}$ і ρ . Тоді ослаблення розсіяного γ -випромінювання також відбуватиметься пропорційно $Z_{\text{еф}}$. Проте зв'язок між $Z_{\text{еф}}$ і ρ буває неоднозначним і не виключені випадки, коли збільшення μ за рахунок $Z_{\text{еф}}$ може виявитися скомпенсованим зменшенням густини середовища через збільшення його пористості. За певних умов спадання потоку розсіяних фотонів може компенсуватися також утворенням характеристичного рентгенівського випромінювання. Тому вибірковість селективного гамма-гамма-методу слід вважати умовною.

Величину $Z_{\text{еф}}$ можна визначити, комбінуючи виміри, в яких забезпечуються умови для переважного прояву в одному випадку комптон-ефекту, в іншому – фотоефекту. Потім розв'язують систему з двох рівнянь, в одному з яких μ тісніше пов'язаний з ρ , а в іншому – із Z . Розділити ці параметри можна, наприклад, комбінуючи вимірювання за різної енергії падаючих γ -квантів.

Обидві модифікації гамма-гамма-каротажу широко застосовуються під час геофізичних досліджень свердловин. Вони мають малу глибинність дослідження (більша для ГГК-Г і менша для ГГК-С). Тому на їхні результати мають значний вплив розташування приладу у свердловині, зміни ближньої зони під впливом промивальної рідини, товщина глинистої кірки, діаметр свердловини, наявність обсадки та ін. Оскільки густина глинистого розчину і глинистої кірки менша від густини гірських порід, збільшення товщини глинистої кірки або віддалення приладу від стінки свердловини внаслідок наявності каверн зменшує середню густину середовища навколо зонда ГГК і приводить до збільшення показань приладу. Це може бути помилково інтерпретовано як зменшення густини гірської породи.

Для підвищення надійності інтерпретації необхідно мати кавернограми свердловини. Для зменшення впливу свердловини прилад притискають до стінки свердловини, а джерело і детектор розділяють екраном з важкого металу, за винятком сторони, повернутої до породи.

У нафтових і газових свердловинах для врахування змін товщини глинистої кірки застосовують одночасні вимірювання двома зондами

різної довжини (рис. 7.2). За сукупністю показань двох зондів проти даного пласта і показань у двох еталонних середовищах (вимірювання на еталонах) обчислюють густину гірських порід.

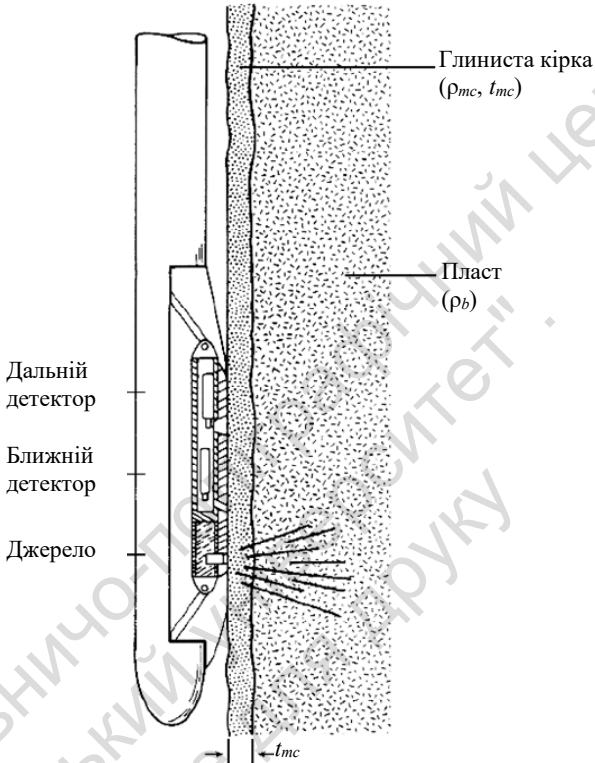


Рис. 7.2. Зонд ГГК-Г із двома детекторами, що використовується для визначення товщини глинистої кірки (за Darwin V. Ellis)

У рудних свердловинах часто використовують зонди, в яких виключення впливу коливань (у деяких межах) як густини гірських порід, так і товщини проміжного шару зниженої густини (повітряний зазор, глиниста кірка) безпосередньо в процесі вимірювань досягається за рахунок використання одного із прийомів.

1. Застосування інверсійних зондів. З метою виключення впливу густини в ГГК-С вигідно використовувати інверсійні

зонди з ξ ($\xi = R/L_\gamma$), що лежать в області екстремуму функції розсіювання $\psi(\xi)$, де показання приладу не залежать від ρ . Залежність показань ГГК від густини гірських порід (і від товщини проміжного шару) за малого розміру зонда R зростає, а за великого R – зменшується. За деякого проміжного (інверсійного) розміру зонда показники методу практично не залежать від змін густини в межах 20–30 % і коливань товщини проміжного шару в межах 2–3 см. Розмір такого зонда підбирається. Однак вплив густини в ході роботи з інверсійними зондами виключається лише в незначних межах.

2. Застосування подвійного зонда. У цьому випадку вимірювання виконуються одночасно двома зондами. Характеристика одного з них має лежати в доінверсійній, а іншого – у заінверсійній зоні кривої функції розсіювання $\psi(\xi)$. Оскільки при $\xi < 1$ інтенсивність розсіяного випромінювання зі збільшенням ρ зростає, а при $\xi > 1$ – зменшується, можна підібрати подвійний зонд, для якого компенсація впливу густини буде здійснюватися в досить широких межах. Завдання полягає в підборі потужності джерел – із зростанням довжини зонда остання збільшується приблизно пропорційно R_2/R_1 (R_2 і R_1 – довжини великого і малого зонда відповідно).

Одночасно з компенсацією впливу густини в подвійних зондах у деяких межах виключається вплив повітряного проміжку між корпусом свердловинного приладу і стінкою свердловини, а також вплив проміжного шару. Отже, подвійні зонди в ГГК-С найбільш завадостійкі. Вони можуть бути сконструйовані як на основі 2π -зондів, так і з використанням колімованих зондів, оскільки залежності показань від густини, за винятком деяких окремих випадків, для них однотипні. Подвійні колімовані зонди, звані також двопроменевими, вигідніші, оскільки вони найефективніше усувають вплив проміжного шару. Таким чином виключають вплив цих факторів.

3. Реєстрація відношення інтенсивності розсіяного випромінювання у двох енергетичних інтервалах ("м'яка" складова з енергією до 0,2 МеВ, "жорстка" складова – понад 0,2 МеВ). Вплив густини порід і проміжної зони на ці складові приблизно однакові, а вплив усередненого атомного номера середовища істотний лише для м'якої складової. Тому їхнє відношення досить чутливе до присутності в гірських породах важких елементів, але практично нечутливе до коливань густини і товщини проміжного шару.

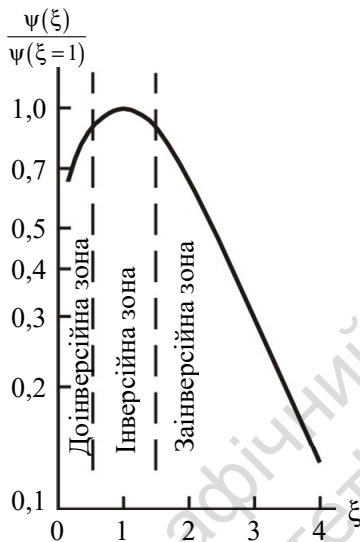


Рис. 7.3. Графік функції розсіяння $\bar{\psi}(\xi) = \frac{\psi(\xi)}{\psi(\xi=1)}$ для 2π -зонда

4. Сприятливі для ГГК-С у сенсі усунення впливу густини так звані нульові зонди ($R \rightarrow 0$), що працюють у геометрії прямої видимості. Залежність їхніх показань від властивостей середовища найбільш проста, оскільки величина відносної інтенсивності випромінювання I_v обернено пропорційна $\bar{\mu}_{\text{эф}}$ і не залежить від густини. Однак глибинність нульових зондів, для яких справедлива ця проста залежність, унаслідок застосування джерел "м'якого" випромінювання вимірюється першими міліметрами, що призводить до значного впливу проміжного шару. За вимірювань у геометрії прямої видимості до того ж створюються найвигідніші умови для реєстрації рентгенівської флуоресценції, внесок якої за вимірювань інтегрального потоку може компенсувати і навіть з надлишком переважати спадання інтенсивності розсіяного γ -випромінювання за рахунок фотоелектричного поглинання. У зв'язку із цим зонди з геометрією прямої видимості використовуються переважно в рентгенорадіометричному методі.

7.3. Порядок робіт гамма-гамма-каротажу на свердловині

Для проведення каротажних робіт: готують свердловину, облаштовують майданчик, перевіряють працездатність спуско-підйомного обладнання, надійність герметизації свердловинного пристрою, вузлів зчленування з геофізичним кабелем, розміщують у зондовий пристрій радіоізотопне джерело, перевіряють працездатність каротажної апаратури.

Для уточнення літологічного складу розрізу свердловин, оцінки густини, загальної тріщинуватості й пустотності порід використовують апаратуру типу РСКМ, РСКУ, АЭСК-900, СКВ-69, СК-1; у "сухих" інженерно-геологічних свердловинах виконують радіоізотопні визначення об'ємної ваги з використанням апаратури типу УГП-2, УР-70, ППР-1, РПГ-36.

Еталонування апаратури ГГК виконують за допомогою еталонувального пристрою – бака з прісною водою, в якій мінералізація не перевищує 2 г/л; діаметр бака не менший за 0,5 м, висота стовпа води не менша за 1 м.

Перед і після свердловинних вимірювань виконують контрольні виміри. Допускається, що відхилення контрольних показників від еталонувальних не повинно перевищувати 5 %.

Для градуювання радіоізотопних густиномірів використовують стандартні процедури. Градувальні середовища повинні мати незначну варіативність за густиною – не більшу ніж 2,5 %, за вологістю – не більшу ніж 10 %. Градуювання виконують у трубках-імітаторах, матеріал і типорозміри яких відповідають трубкам під час польових вимірювань. Кількість точок градуювання становить не менш ніж 5–6 по всьому інтервалу густини: 0,9–1,1; 1,1–1,3; 1,3–1,5; 1,5–1,7; 1,7–1,9 та 1,9–2,1 г/см³. Графік градуювання будують методом найменших квадратів.

Після проведення градуювання прилад опускають у свердловину і під час підйому виконують каротаж. Першу діаграму записують в оглядовому масштабі глибин 1 : 200. Для вибраних інтервалів виконують деталізаційні вимірювання в масштабі глибин 1 : 50. Для запобігання впливу випадкових похибок кожен інтер-

вал прописують два рази, водночас на діаграмі мають бути зареєстровані показання від вмісних порід не менш ніж 5 м уверх і вниз від обраного інтервалу

Радіоізотопні вимірювання виконуються із закріпленням зондом. Допускається використовувати метод неперервної реєстрації для вимірювання густини однорідних шарів, товщина яких визначається нерівністю (у см): $Z_{\min} > Z_0 + S + \Delta Z$, де Z_0 – довжина зонда, S – постійний коефіцієнт, дорівнює 5; ΔZ – поправка за швидкість переміщення зонда та постійної часу τ (табл. 7.1).

Таблиця 7.1

**Поправка за швидкість переміщення зонда та постійної часу
в гамма-гамма-каротажі**

Швидкість переміщення зонда, м/год	τ , с			
	1	3	6	9
24	2	6	12	18
36	5	14	28	42
60	8	23	46	70

Динамічні характеристики режимів вимірювання за аналогового запису діаграм ГТК визначаються постійною τ інтегрувальної комірки і швидкістю каротажу V й оцінюється в межах дослідно-методичних робіт. Оптимальне значення τ (с):

$$\tau = \frac{5000}{\sigma_g N}, \quad (7.7)$$

де N – середня швидкість рахунку, імп/с; σ_g – допустима середньоквадратична похибка реєстрації швидкості рахунку, % (у масштабі робіт 1 : 200 вона становить 4–7 %, 1 : 50 – 3–5 %).

Допустима швидкість каротажу за обраного значення τ оцінюється за формулою

$$V(\text{м/год}) = \frac{3600(h_{\min} - l)}{\tau(4.6 - \ln d)}, \quad (7.8)$$

де l – довжина зонда, м; h_{\min} – мінімальна товщина (потужність) пласта, м; d – допустима динамічна похибка визначення амплітуди сигналу для цього пласта, яка набуває значень 20 % для оглядового масштабу (1 : 200) і деталізаційного каротажу (1 : 50).

Практично для оглядового ГГК швидкість каротажу залежно від реєстрованої швидкості рахунку і мінімальної товщини пласта становить 100–200 м/год, для деталізаційних досліджень – 50–120 м/год.

Цифрова реєстрація виконується за постійного кроку з глибиною і звичайно перебуває в межах від 5 до 20 см, а для однорідних – за параметрами густини і ефективного атомного номера пластах великої потужності – до 0,5–1,0 м. І швидкість за цифрової реєстрації може бути збільшена на 20–30 % порівняно зі швидкістю за аналогового запису діаграм.

7.4. Густинна модифікація гамма-гамма-каротажу

У гамма-гамма-каротажі густинному застосовують джерела γ -квантів відносно великої енергії, найчастіше ^{60}Co , що генерує γ -кванти з енергією 1,17 і 1,33 МеВ, або ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 0,662$ МеВ). На практиці застосовуються зонди, у яких джерело розташоване в нижній частині свердловинного приладу, з $R = 30\text{--}50$ см (для джерела ^{60}Co) і $R = 15\text{--}20$ см (для ^{137}Cs). Гамма-активність джерел становить у середньому 1–2 мілікюрі (37–74 МБк). За такої γ -активності джерел інтенсивність розсіяного γ -випромінювання перевищує її значення для природного γ -випромінювання в 10–15 разів, тобто практично γ -випромінювання природних радіоактивних елементів можна не брати до уваги. Детектор γ -випромінювання розміщують у товстому корпусі з важкого металу (залізо), що майже повністю поглинає м'які γ -кванти з енергією, меншою за 0,2 МеВ, або вилучають імпульси малих амплітуд за допомогою інтегральних дискримінаторів.

У результаті реєструють γ -випромінювання з енергією понад 0,2 МеВ. На інтенсивність таких квантів майже не впливає фотоелектричне поглинання, а отже, і хімічний склад середовища. Показання вимірювального приладу практично визначаються комптонівським розсіянням на атомах гірської породи і залежать лише від густини середовища: чим більша густина, тим менші показники гамма-гамма-каротажу густинного (ГГК-Г).

Коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ для цього випадку визначається виразом

$$\mu = \sigma \cdot \rho \cdot N \frac{Z}{A}, \quad (7.9)$$

де σ – переріз комптонівського розсіяння; ρ – густина породи; N – число Авогадро; Z – порядковий номер хімічного елемента; A – його атомна вага.

Як уже зазначалося, для легких елементів, що є складовою більшості гірських порід, $\frac{Z}{A} \approx 0,5$, σ і N – практично постійні, тому коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання μ прямо пропорційний густині гірської породи.

У ході досліджень ГГК-Г оптимальним є використання так званих заінверсійних 2π -зондів з приведеною довжиною $\xi > 2$, для яких характерний монотонний експоненціальний спад інтенсивності розсіяного випромінювання зі збільшенням густини середовища ρ .

Радіус дослідження ("глибинність") зондів ГГК-Г залежить від густини середовища і для більшості гірських порід лежить у межах $\rho \cdot R = 20\text{--}25$ г/см² під час вимірювання із ¹³⁷Cs і 35–40 г/см² – із ⁶⁰Co.

Для еталонування приладів, що застосовують у дослідженнях ГГК-Г, як еталонні середовища використовують блоки з матеріалів різної (відомої) густини (алюміній, бетон тощо), що мають циліндричні виїмки для розміщення зондової частини приладу та забезпечені імітаторами глинистої кірки різної товщини. Відповідно до експоненціальної залежності між інтенсивністю розсіяного γ -випромінювання I та густиною середовища ρ градувальний графік ГГК-Г, отриманий на еталонах різної густини в напівлогарифмічному масштабі, являє собою пряму лінію.

Результати вимірювань ГГК-Г виражаються в імпульсах за хвилину або в умовних одиницях. За умовну одиницю беруть показання радіометра з розміщенням свердловинного приладу у воді (середовище з густиною 10^3 кг/м³) або алюмінії (середовище з густиною $2,65 \cdot 10^3$ кг/м³). Умовна одиниця $I_{\gamma, \text{ет}}$ визначається за результатами вимірювань у баку з водою або алюмінієвому блоці. Вона дорівнює різниці показань для вимірів із джерелом γ -випромінювання і без нього.

Точка запису в ГГК належить до середини відстані між джерелом і детектором. Криві всіх модифікацій ГГК за формою аналогічні кривим ГК, і визначення меж пластів, урахування впливу інерційності вимірювальної апаратури здійснюються за тими ж методиками, що і в γ -каротажі (див. розд. 6).

7.4.1. Густинний каротаж під час буріння

Густинні інструменти каротажу під час буріння (КПБ), як і їхні кабельні аналоги, мають джерело γ -випромінювання та два детектори: ближній і дальній. Відмінності полягають у тому, що вони розташовані ближче до долота, і оскільки змонтовані на буровій колоні, обертаються під час буріння. Відповідні дані з датчиків доповнюються інформацією про їхню орієнтацію. Дані збираються із чотирьох геометричних секторів (квадрантів): "Ліво", "Право", "Низ", "Верх".

На рис. 7.4 (ліва експлікація) представлено горизонтально-спрямовану свердловину, яка перебуває на межі двох пластів відмінної густини між верхнім "Верх" і нижнім квадрантами "Низ". Праворуч – ситуація, коли каротажний густинний зонд працює без стабілізатора, тому найбільша густина пласта фіксується у нижньому квадранті ("Низ").

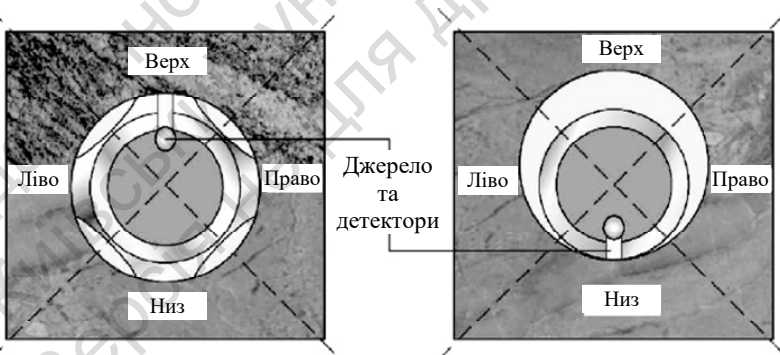


Рис. 7.4. Зонд густиного каротажу під час буріння, вмонтований в один бік бурильної колони (за Darwin V. Ellis)

На рис. 7.5 показано одну серію кривих вимірювання густини КПБ. Досить очевидним є невідповідність між оцінками густини верхнього та нижнього квадрантів. Ця невідповідність може бути спричинена стовбуром свердловини, що лежить на перетині двох різногустинних шарів.

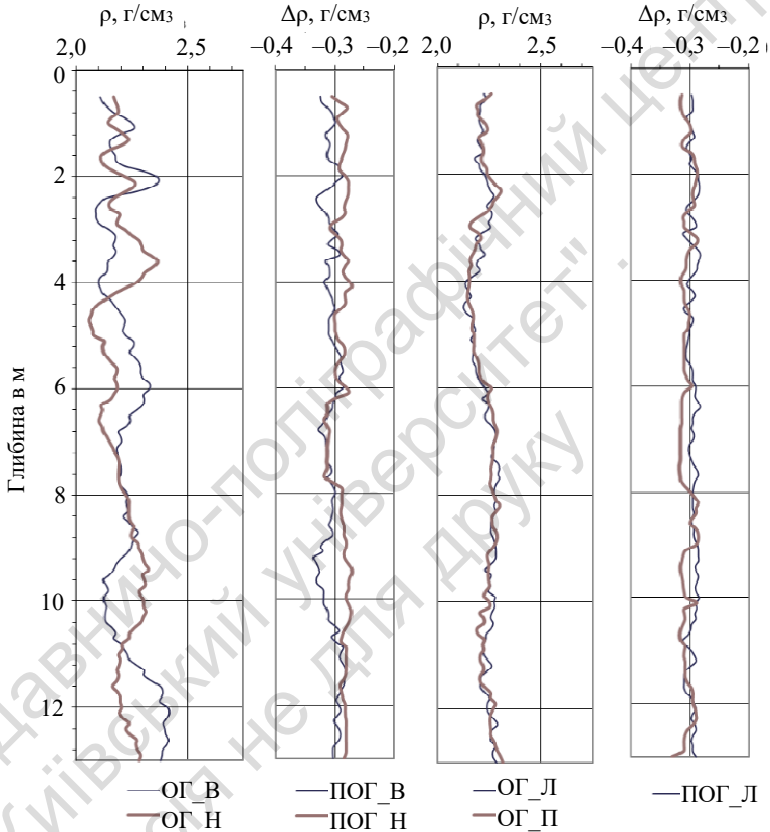


Рис. 7.5. Приклад каротажної діаграми під час буріння
(за Darwin V. Ellis)

Дані зібрано в орієнтованих квадрантах

Перевагою каротажних інструментів густини КПБ є можливість отримання даних про густину як альтернативний метод відстеження та кількісного визначення положення шарів гірських

порід. Хоча вимірювання густини навколосвердловинного простору можуть містити значні помилки, ця інформація може бути добрим доповнювачем кавернометрії. По-друге, близькість зонда до бурового долота зумовлює відносно короткий проміжок часу між бурінням і виміром. Із цього факту випливають дві переваги. Перша – це отримання інформації про дійсний, актуальний стан стінки свердловини, що зазвичай погіршується із часом. Друга – це відносно малий час для процесів вторгнення промивальної рідини в навколосвердловинний простір. Це означає, що значення ρ більшою мірою буде пов'язане з породами, незачепленими процесами впливу промивальної рідини, ніж з густиною промитої зони.

7.4.2. Літолого-густинний гамма-гамма-каротаж

Літолого-густинний гамма-гамма-каротаж (ГГК-ЛГ, або *каротаж густини*, lithology log) оснований на реєстрації розсіяного γ -випромінювання, створюваного ампульним джерелом γ -квантів (напр., Cs-137). Проходячи через породу, обсадку свердловини і захисний кожух приладу, γ -кванти частково поглинаються, частково розсіюються із втратою енергії. Потік та енергетичний спектр реєстрованого γ -випромінювання визначається густиною і атомними номерами елементів, що складають породи. Ця обставина використовується в апаратурі ГГК-ЛГ для визначення зазначених параметрів породи: густини та ефективного атомного номера (див. підрозд. 7.4.1).

Для більшості породотвірних елементів відношення Z/A близьке до 0,5 і тільки для водню $Z/A = 1$. Як наслідок – сумарний переріз в області енергій γ -квантів, які реєструються під час густинного каротажу (~0,15–0,4 МеВ), де переважає комптон-ефект, із точністю дотримання співвідношення $Z/A = \text{const}$ залежатиме тільки від об'ємної густини речовини.

Для речовин, які складаються із декількох компонент, електронна густина (ρ_e) визначається рівнянням

$$\rho_e = 2\rho \sum v_i \frac{Z_i}{A_i}, \quad (7.10)$$

де ρ – об'ємна густина; v_i – вагова частка i -го елемента.

ГГК-ЛГ ґрунтується на положенні, що показання густинного каротажу в довільному середовищі (середовище 1) будуть такими ж, як у середовищі 2, якщо їхні електронні густини рівні між собою.

Основним середовищем, для якого будуються інтерпретаційні залежності та алгоритми обробки показань ГГК-ЛГ, є вапняк:

$$\rho_e = (1 - K_{\Pi})\rho_{e(\text{вап.})} + K_{\Pi}\rho_{e(\text{вода})}, \quad (7.11)$$

де K_{Π} – визначається через густину мінерального скелета вапняку ρ_m , густину води ρ_v у поровому просторі та об'ємну густину $\rho_{(\text{вап.})}$

$$K_{\Pi} = \frac{\rho_m - \rho_{(\text{вап.})}}{\rho_m - \rho_v}. \quad (7.12)$$

Значення еквівалентної густини досліджуваної породи, яка рівна об'ємній густині водонасиченого вапняку $\rho_{(\text{вап.})}$, визначається емпіричним рівнянням

$$\rho_{\text{екв}} = \rho_{(\text{вап.})} = 1,07\rho_e - 0,188, \quad (\text{г/см}^3). \quad (7.13)$$

Для більшості типів порід-колекторів нафти і газу (вапняків, доломітів, кварцових і поліміктових пісковиків) цей параметр (із похибкою, що не перевищує $\pm 0,02 \text{ г/см}^3$) рівний об'ємній густині породи. Ефективна величина $Z_{\text{сф}}$ порід в інтервалі енергій, які використовуються в літолого-густинній модифікації ГГК, береться 3,6.

Інтегральна оцінка заряду середовища також здійснюється через *індекс фотоелектричного поглинання* (або *фотоелектронну густину*) P_e , який пропорційний перерізу фотоефекту на електрон і виражається емпіричним рівнянням

$$P_e = \left(\frac{Z}{10}\right)^{3,6}. \quad (7.14)$$

У табл. 7.2 наведено параметри ГГК-ЛГ деяких порід і флюїдів.

У вимірювальних параметрах ГГК-ЛГ P_e набуває вигляду

$$P_e = \left(\frac{\alpha}{(N_p/N_c) - 1}\right) \quad (\text{барн/електрон}), \quad (7.15)$$

де α – коефіцієнт, що враховує послаблення потоку γ -квантів N_c у процесі проходження його через детектор; N_p – потік гамма-квантів на детектор з енергією, нижчою за 150 кеВ.

Свердловинна установка ГГК-ЛГ включає три зонди (ЗГГК-ЛГ) із детекторами на малому, великому і літологічному зондах, розділених екранами з вольфраму і фільтрами; електромеханічний привід забезпечує притискання зондової установки до стінки свердловини.

Основні залежності апаратури літолого-густинного каротажу описують зв'язок між (1) еквівалентною густиною породи і показаннями малого і великого зондів апаратури та (2) індексом фотоелектричного поглинання і показаннями літологічного і густинного каналів літологічного зонда.

На результати вимірювання ρ_e зміна діаметра свердловини в діапазоні від 120 до 350 мм, а також склад промивальної рідини (за відсутності глинистої кірки або каверни) практично не впливають. Проте на оцінку P_e впливає товщина проміжного середовища, яка не повинна перевищувати 5–10 см, а також у складі промивальної рідини не має бути обважнювачів (барит, гематит тощо).

Таблиця 7.2

**Параметри основних породотвірних мінералів і флюїдів,
що використовуються в ГГК-ЛГ (за Dr. Glover P.)**

Мінерал, флюїд	Формула	ρ	ρ_e	$\rho_{екв}$	P_e	Z_{ef}
		г/см ³				
Вода	H ₂ O	1,00	1,1101	1,00	0,36	7,53
Нафта	CH ₂	0,76	1,1407	0,85	0,12	5,55
Метан	CH ₄	0,00072	0,0009	0,009	0,095	5,20
Кальцит	CaCO ₃	2,71	2,708	2,71	5,08	15,71
Кальцит, K _п =35 %	0,65CaCO ₃ + 0,35H ₂ O	2,11	2,11		4,23	
Кварц	SiO ₂	2,65	2,65	2,648	1,81	11,79
Кварц, K _п =35 %	0,65SiO ₂ + 0,35H ₂ O	2,07	2,07		1,54	
Доломіт	CaMg(CO ₃) ₂	2,87	2,863	2,876	3,14	13,75
Доломіт, K _п =35 %	0,65CaMg(CO ₃) ₂ + + 0,35H ₂ O	2,22	2,21		2,66	
Польовий шпат	0,5KAlSi ₃ O ₈ + + 0,5NaAlSi ₃ O ₈	2,60	2,620	2,59	2,11	12,31
Ангідрит	CaSO ₄	2,96	2,957	2,977	5,05	15,69
Гіпс	CaSO ₄ ·2H ₂ O	2,32	2,372	2,315	3,98	14,68
Галіт	KCl	2,165	2,074	2,032	4,65	15,33
Сильвін		1,984	1,916	1,863	8,51	18,14
Пісковик чистий		2,31			1,75	11,68
Глина типова		2,65			3,42	14,08
Смектит					2,04	
Іліт					3,45	
Хлорит					6,30	
Каолініт					1,83	
Сидерит					14,7	
Барит					267	

7.4.3. Обробка та інтерпретація даних гамма-гамма-каротажу густини

На результати досліджень ГГК-Г значний вплив спричиняють:

- параметри свердловини;
- глиниста кірка;
- нерівність стінок свердловини (кавернозність).

1) Вода зменшує густину навколишнього середовища (відносно установки) і призводить до збільшення показань ГГК пропорційно діаметру свердловини. Для зменшення впливу свердловини прилади ГГК мають притискні пристрої та екрани, що захищають детектор від розсіяного γ -випромінювання бурового розчину.

2) Унаслідок малої глибинності досліджень зміщення приладу ГГК (з боку детектора) відносно стінки свердловини значно впливає на його показники. Зі збільшенням зміщень за рахунок відносно малої густини бурового розчину і глинистої кірки показники ГГК збільшуються. Каверни також негативно впливають на показання ГГК під час виділення пластів вугілля і руд.

Вугілля має меншу густину, ніж навколишні породи, тому в ході досліджень свердловин на вугільних родовищах каверни на діаграмах ГГК відзначаються такою ж аномалією, як і вугілля. У результаті під час інтерпретації виникає завдання розділення аномалій, спричинених кавернами, і аномалій, спричинених вугільними пластами.

Рудні тіла мають підвищену густину, і тому наявність каверн не ускладнює виділення рудного тіла. Однак, якщо каверна розташована близько до рудного тіла, то воно може не виділитися чіткою аномалією на кривих ГГК, а у разі досить значної каверни взагалі не відзначитися на діаграмі ГГК. У зв'язку із цим для інтерпретації даних ГГК необхідно мати також кавернограму.

Вплив локальних каверн і глинистої кірки зменшується, якщо використовуються прилади з колімованими джерелами і детекторами γ -випромінювання, оскільки основний внесок до вимірюваної інтенсивності роблять γ -кванти, що надходять із віддаленого від стінки свердловини об'єму гірських порід.

Часто для кількісних визначень густини порід у ГГК притиск приладу до стінки свердловини, колімація джерела й індикатора і дані кавернограми недостатні для врахування завад, зумовлених

глинистою кіркою і локальними кавернами. Тому кількісні вимірювання густини порід методом ГГК здійснюються установкою із двома детекторами γ -випромінювання, що розташовані на більшій (великий зонд) і меншій (малий зонд) відстанях від джерела γ -випромінювання (див. рис. 7.2).

Результати вимірювань за допомогою великого зонда істотно менше залежать від товщини і густини глинистої кірки або шару розчину в каверні, ніж результати вимірювань за допомогою малого зонда. Результати вимірювань із двома зондами дозволяють урахувати вплив глинистої кірки і локальної каверни на визначення густини породи.

Визначення поправки за глинисту кірку. Якщо між джерелом і породою є речовина невідомої густини або товщини, потрібно внести відповідну поправку ($\Delta\rho$). Для отримання мінеральної густини пласта (ρ_b) ця поправка додається до густини отриманої від дальнього детектора (ρ_{LS})

$$\rho_b = \rho_{LS} + \Delta\rho. \quad (7.16)$$

Як оперативну процедуру для внесення поправки за вплив глинистої кірки можна використати уявні густини, визначені за допомогою дальнього (ρ_{LS}) та ближнього (ρ_{SS}) детекторів (довгого і короткого зондів) та серії лабораторних вимірювань. У результаті отримують номограму для визначення поправки $\Delta\rho$ (рис. 7.6).

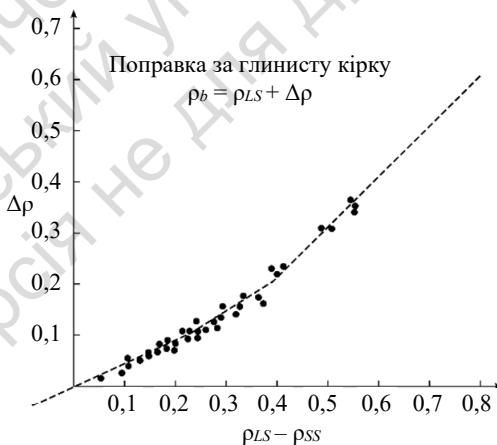


Рис. 7.6. Номограма для визначення поправки $\Delta\rho$

Схема введення поправки за густину глинистої кірки має деякі обмеження. За товщини кірки ($\approx 2,5$ см) залежно від конструкції каротажного зонда оцінка ρ_b буде неточною.

На рис. 7.7 виділено фрагмент кривих $\Delta\rho$ і кавернометрії. Крива $\Delta\rho$ показує незначну корекцію, що, імовірно, свідчить про незначну глинисту кірку або її відсутність. У кавернистих інтервалах свердловини видно, що $\Delta\rho$ більша за амплітудою внаслідок гіршого контакту поверхні зонда зі стінкою свердловини.

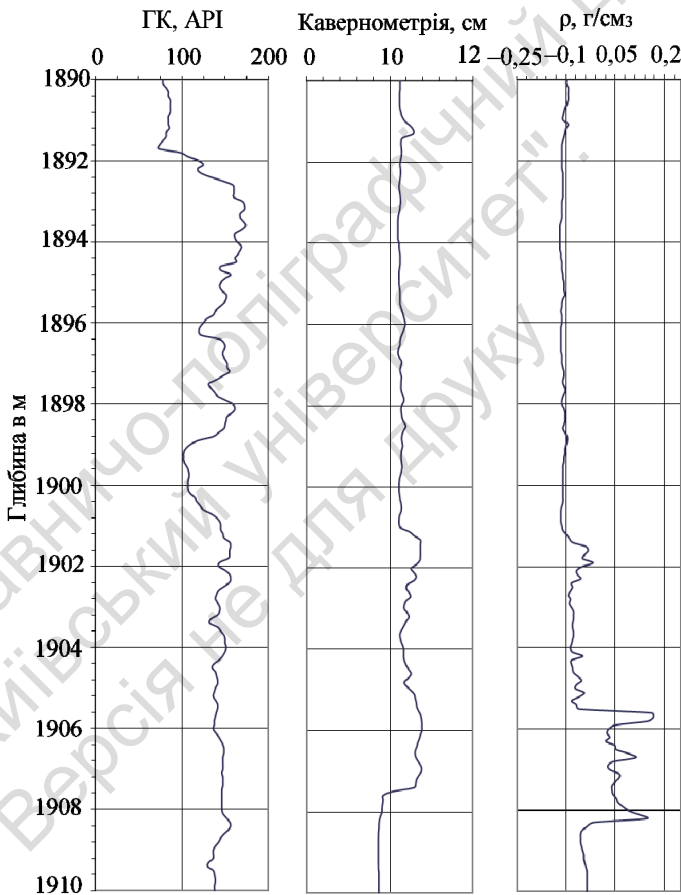


Рис. 7.7. Приклад діаграми каротажу густини (за Darwin V. Ellis)

Визначення густини. Для переходу від показників ГГК-Г до густини породи використовують залежність інтенсивності розсіяного γ -випромінювання від густини породи для даної апаратури і даних умов вимірювання. Така залежність може бути отримана за результатами вимірювань на моделях пластів різної густини.

Густина $\delta_{\text{п}}$ породи пов'язана із середньою густиною $\delta_{\text{м}}$ мінералів, що складають цю породу, і пористістю $k_{\text{п}}$ співвідношенням

$$\delta_{\text{п}} = (1 - k_{\text{п}}) \delta_{\text{м}} + k_{\text{п}} \delta_{\text{р}}, \quad (7.17)$$

де $\delta_{\text{р}}$ – густина рідини, що заповнює поровий простір породи.

Густина осадової породи з великим діапазоном значень $k_{\text{п}}$ в основному визначається величиною пористості: чим вища пористість, тим менша густина.

Мінеральна густина осадових порід змінюється від 2,63 до 2,87 г/см³ (напр., для пісковиків – 2,65 г/см³, для карбонатних порід – 2,75 г/см³); густина порового флюїду змінюється від 0,2 до 0,8 г/см³ у нафтогазовому колекторі, 1,2 г/см³ у мінералізованих NaCl розчинах і до 1,4 г/см³ у розчинах CaCl₂ (табл. 7.3). Для легких вуглеводнів величина густини може сягати 0,6 г/см³ або набагато нижче, як у випадку із газонасиченим колектором за низьких тисків.

Таблиця 7.3

Типові густини мінеральної матриці і флюїду

Флюїд	ρ_f , г/см ³	Матриця	$\rho_{\text{та}}$, г/см ³
Вода	1,00	Вапняк	2,71
Солона вода	< 1,2–1,4	Доломіт	2,87
Нафта/конденсат	0,6–1,0	Пісковик	2,65
Газ	0,4 та менше	Ангідрит	2,96

Особливу групу порід становить вугілля, що має невелику густину – значно меншу, ніж вмісні породи. У зв'язку із цим метод ГГК є одним з основних у комплексі геофізичних досліджень свердловин вугільних родовищ.

Густина малопористих осадових, метаморфічних і вивержених порід в основному визначається їхнім мінералогічним складом. Багато рудних мінералів і відповідно руди мають підвищену густину, на чому і ґрунтується застосування методу ГГК-Г для їхнього виділення.

Вихідними даними визначення густини є результати вимірювань на великому I_{B3} і малому I_{M3} зондах, віднесених до результатів вимірювань I_e в еталоні. Як еталон може використовуватися алюмінієвий блок з густиною $2,65 \text{ г/см}^3$. Отримані значення відношень I_{B3}/I_e і I_{M3}/I_e накладаються на палетку, за якою визначаються значення об'ємної густини порід. На рис. 7.8 наведено палетку для визначення об'ємної густини порід за показниками ГГК.

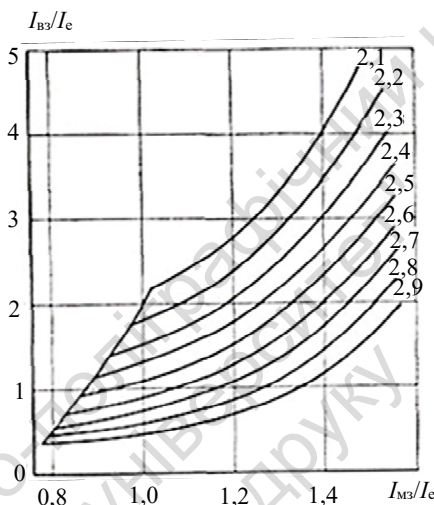


Рис. 7.8. Палетка "відносні показники ГГК – об'ємна густина порід"

(за Гул'ним Ю.А.).

Шифр кривих – об'ємна густина в г/см^3

На сучасному етапі зіставлення даних ГГК з еталонними даними виконується за допомогою спеціальних програм обробки каротажних даних (типу "Геопошук" та ін.).

Визначення пористості за даними гамма-гамма-каротажу. Пористість – безрозмірна величина, тому часто вона надається як частка одиниці. Іноді зручно використовувати одиниці пористості (од. пор. або відсотки). Із визначення густини можна отримати пористість ϕ :

$$\phi = \frac{\rho_b - \rho_{ma}}{\rho_f - \rho_{ma}} = a\rho_b + b. \quad (7.18)$$

Коефіцієнти a та b не є константами, а залежать від параметрів пласта в радіусі досліджень:

$$a = \frac{1}{\rho_f - \rho_{ma}}, \quad (7.19)$$

$$b = \frac{-\rho_{ma}}{\rho_f - \rho_{ma}}. \quad (7.20)$$

де ρ_{ma} – густина мінеральної матриці; ρ_f – густина пластової рідини.

Отже, щоб правильно оцінити пористість, необхідно знати два важливі параметри: матричну густина (густина мінеральної матриці або зерен) ρ_{ma} і густина пластової рідини ρ_f , за якими визначають нахил і вільний член рівняння.

Оперативна оцінка похибки визначення пористості виконується на базі оцінки похибки визначення густини

$$\partial \rho = 1.0 \times \partial \phi + 2.65 \times (-\partial \phi) = -1.65 \partial \phi. \quad (7.21)$$

Це приводить до правила, що визначення пористості з точністю 1 од. пор. (1 %) вимагає точності вимірювання густини в $0,0165 \text{ г/см}^3$.

За низької пористості вплив похибки визначення густини рідини, показаний у лівій частині рис. 7.9, відносно невеликий, але зростає з підвищенням пористості, і навпаки, за оцінки похибки матричної густини (права частина рис. 7.9).

Для отримання орієнтовних значень матричної густини і густини флюїду можна використовувати літературні табличні дані, але природні колектори ніколи не бувають мономінеральними, а являють собою суміші. Тому доцільно матричну густина отримувати з інших каротажних методів, використовувати ефективні сучасні методи аналізу хімічного складу формацій за допомогою СГК, а також із лабораторного аналізу кернового матеріалу.

Густина пластової рідини часто може бути взята як 1 г/см^3 , якщо пластова вода не є занадто солоною. У цьому разі густина рідини в зоні вторгнення відповідатиме фільтрату промивальної рідини. Однак у випадку КПБ, коли вторгнення ще не відбулося, густина пластової води може сильно відрізнятись від густини фільтрату. Інтерпретаційні труднощі можуть виникнути, наприклад, у зоні легких вуглеводнів, тоді густина рідини буде дорівнювати $1,0 \text{ г/см}^3$.

Незалежно від складності системи "порода–флюїд" проста лінійна інтерпретація густини розглядає систему як бінарну. Пот-

рібно задати значення матричної густини і густину флюїду. Підбір матричної густини має за мету отримання часткового об'єму окремих мінералів, наприклад глинистого пісковика. Задання густини флюїду доцільно підбирати з деяких проміжних флюїдів за густиною, це забезпечить найкращу оцінку пористості.

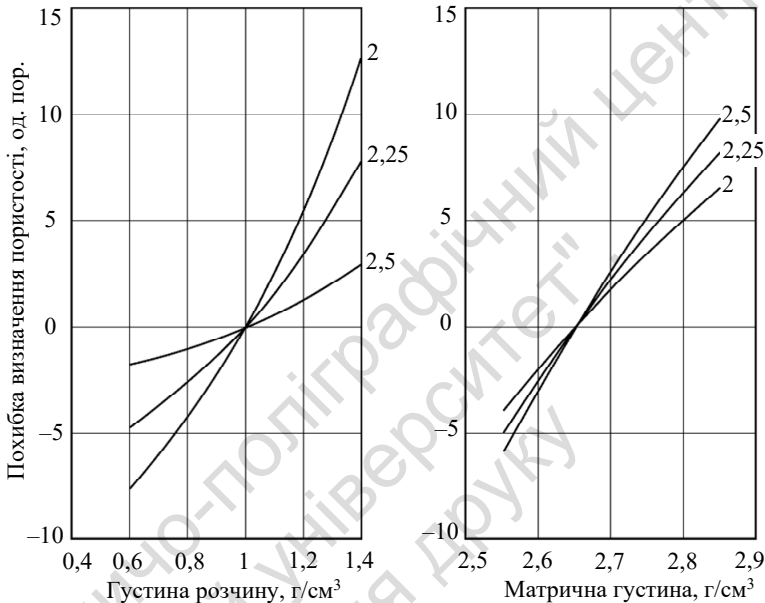


Рис. 7.9. Залежність похибки визначення пористості від густини розчину та матричної густини

Шифр кривих – густина породи

Визначення загальної пористості порід за даними літологічного каротажу/каротажу густини потребує достовірних даних густини мінеральної матриці й густини флюїду, що насичує породу. Похибка вимірювання пористості в основному визначається неконтрольованими змінами густини мінерального скелета. Використання в комплексі ГДС індексу P_e дозволяє суттєво розширити його можливості в ході вирішення геологічних завдань. Наприклад, для оцінки пористості карбонатних відкладів, складених кальцитом і доломітом, параметр P_e дозволяє виконувати визначення густини

скелета з низькою похибкою $\pm 0,03 \text{ г/см}^3$; урахувати зміни густини внаслідок доломітизації та ангідритизації вапняків тощо.

Пласти-колектори на кривій ГГК-Г відзначаються більшими показниками відносно ущільнених порід, оскільки мають меншу густину внаслідок підвищеної пористості й присутності глинистих частинок (рис. 7.10).

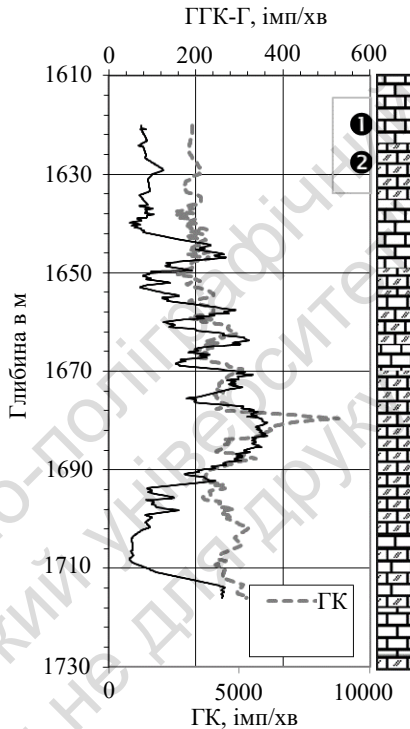


Рис. 7.10. Виділення пластів-колекторів у карбонатному розрізі за даними комплексу ГДС гранично допустимих скидів (за Дяконовим Д.І.)

1 – монолітний вапняк; 2 – тріщинуватий вапняк

Обробка результатів вимірювання ГГК-ЛГ. Визначені показники ρ_e і P_e відрізняються від істинних значень густини внаслідок впливу реальних геолого-технічних умов вимірювань, і тому в них ураховується: 1) вплив кінцевої потужності пласта і вмісних

порід на показники окремих зондів; 2) вплив свердловини; 3) вплив умов вимірювання.

За точку запису діаграми густини прийнято середину відстані між джерелом γ -випромінювання і детектором великого зонда (діаграма густини ρ_e), і детектором літологічного зонда (діаграма P_e). Відлік значень ρ_e та P_e виконується за ділянками діаграми з однаковими (з точністю до статистичних флуктуацій) значеннями. Дискретність каротажних даних має забезпечувати не менше п'яти точок на пласт мінімальної потужності, що на практиці свідчить про 5 см крок опитування приладу.

Корегування результатів за вплив природної радіоактивності порід здійснюється за даними ГК. Такі поправки розраховуються таким чином:

$$\Delta I_{ВЗ} = I_{ГК} (\text{мкР/год}) \alpha_{ВЗ} \left(\frac{\text{імп/хв}}{\text{мкР/год}} \right), \quad (7.22)$$

$$\Delta I_{МЗ} = I_{ГК} (\text{мкР/год}) \alpha_{МЗ} \left(\frac{\text{імп/хв}}{\text{мкР/год}} \right), \quad (7.23)$$

де $\alpha_{ВЗ}$, $\alpha_{МЗ}$ – чутливості каналів великого та малого зондів до природного γ -випромінювання і є характерними для кожного типу апаратури.

Аналогічним чином виконується внесення поправок літологічного і густинного каналів літологічного зонда.

7.5. Селективний гамма-гамма-каротаж

Як уже зазначалось, гамма-гамма-каротаж селективний оснований на явищі фотоелектричного поглинання γ -квантів атомами важких елементів. Вимірюється інтенсивність "м'якої" компоненти розсіяного γ -випромінювання. Показання ГГК-С визначаються переважно, як зазначено вище, ефектом фотопоглинання γ -квантів і залежать від ефективного атомного номера $Z_{\text{еф}}$

$$Z_{\text{еф}} = \sqrt[3]{\frac{n_1 Z_1^4 + n_2 Z_2^4 + n_3 Z_3^4 + \dots}{n_1 Z_1 + n_2 Z_2 + n_3 Z_3 + \dots}}, \quad (7.24)$$

де n_1 , n_2 і n_3 – кількість атомів елемента з атомним номером (зарядом), Z_1 , Z_2 і Z_3 із загальної кількості атомів у даному обсязі.

Лінійний коефіцієнт фотопоглинання передусім залежить від порядкового номера хімічного елемента Z , а потім уже від його

густини ρ . Гірські породи складаються з різних хімічних елементів, кожен з яких бере участь у поглинанні "м'якого" γ -випромінювання, тому вводиться спеціальний параметр – ефективний атомний номер речовини $Z_{\text{еф}}$, згідно з яким і треба розглядати лінійний коефіцієнт фотопоглинання гірських порід відповідної густини ρ .

Середні значення $Z_{\text{еф}}$ для деяких середовищ такі: вода – 7,42; вугілля кам'яне – 6,3–6,5; вугілля буре – 6,5–6,8; пісковик – 12,9; глина – 13; мергель – 14,7; ангідрит – 15,3; вапняк – 15; гіпс – 16,4; граніт – 13,6; пегматит – 13–14; пірит і хроміт – 22; гематит і магнетит – 23; халькопірит – 24,6; барит – 45,6; кіновар – 76; галеніт – 77.

7.5.1. Методика селективного гамма-гамма каротажу

Для ГГК-С застосовується апаратура, аналогічна, що й для ГГК-Г. Вона відрізняється лише тим, що під час досліджень глибоких свердловин використовують свердловинний прилад з алюмінію, а в роботі на малих глибинах – з плексигласу.

Вимірвальна установка в методі ГГК-С складається із джерела м'яких γ -квантів і детектора, розташованих у виносному зонді, притискуваному до стінки свердловини. Джерело і детектор екрановані свинцем між собою і з боку свердловини. Опромінення стінки свердловини і реєстрація γ -квантів здійснюються через коліматори у свинцевому екрані, що дозволяє зменшити вплив нерівностей стінки свердловини і спрямувати потік падаючих і реєстрованих γ -квантів під певним кутом.

Застосовуються джерела "м'якого" γ -випромінювання (менше 0,3 MeV), такі як: селен ^{75}Se ($T = 127$ діб, $E_{\gamma} = 0,269$ MeV), тулій ^{170}Tm ($T = 129$ діб, $E_{\gamma} = 0,084$ MeV), телур ^{123}Te ($T = 105$ діб, $E_{\gamma} = 0,089$ MeV), олово ^{113}Sn ($T = 118$ діб, $E_{\gamma} = 0,396$ MeV), барій ^{133}Ba ($T = 10$ років, $E_{\gamma} = 0,360$ MeV), америцій ^{241}Am ($T = 470$ років, $E_{\gamma} = 0,0595$ MeV), кадмій ^{109}Cd ($T = 464$ доби, $E_{\gamma} = 0,088$ MeV), ртуть ^{203}Hg ($E_{\gamma} = 0,280$ MeV), кобальт ^{57}Co ($E_{\gamma} = 0,122$ і $0,136$ MeV) та ін. Активність джерел γ -квантів становить 500–800 МБк. Радіус дослідження не перевищує 3–5 см залежно від довжини зонда й енергії γ -квантів джерела. ГГК-С детектор налаштовують на реєстрацію "м'якого" γ -випромінювання.

Оптимальна довжина зонда ГГК-С становить 10–30 см. ГГК-С з реєстрацією інтегрального γ -випромінювання дає змогу виявити наявність важких елементів у гірських породах і оцінити їхню перспективність на зруденіння.

ГГК-С використовують для виділення порід, збагачених важкими елементами (свинець, ртуть, вольфрам та ін.), і кількісного визначення їхньої концентрації. Оскільки показання ГГК-С залежать і від густини гірських порід, для підвищення надійності інтерпретації його результати необхідно розглядати спільно з даними ГГК-Г.

Крім того, вплив густини досліджуваного середовища на показання ГГК-С можна зменшити в такий спосіб. Треба підібрати зонди таких розмірів, за яких на реєстровану інтенсивність розсіяного γ -випромінювання мало впливає густина середовища. Зазвичай це зонди малої довжини, що мають незначну глибинність дослідження. Однак у разі їхнього використання на результати ГГК-С сильно впливають свердловинні умови.

У процесі розвідки руд важких металів вплив густини середовища можна зменшити, якщо одночасно застосувати два зонди. Оскільки з використанням малих зондів залежність між інтенсивністю розсіяного γ -випромінювання і густиною середовища пряма, а великих зондів – обернена, то подвійні зонди дозволяють взаємно компенсувати зміну густини порід, тобто інтенсивність розсіяного γ -випромінювання визначатиметься вмістом тільки важких елементів у породі.

Потужність джерел у ГГК-С вибирають такою, щоб аномалії проти корисної копалини перевищували фон у 3–4 рази, а швидкість рахунку в каналі за обраних розмірів зондів не перевищувала максимально допустиму для даного типу апаратури.

Градування апаратури ГГК-С проводиться на моделях пластів з відомим вмістом шуканого елемента. Вибір швидкості переміщення приладу і постійної часу інтегратора визначається так само, як і в ГК.

Особливості інтерпретації даних ГГК-С гамма-гамма-каротажу селективного. Поділ методу ГГК на ГГК-Г і ГГК-С є дещо умовним. Найкращі результати дає комплексна обробка даних ГГК-Г і ГГК-С. На показниках ГГК-Г тією чи іншою мірою відбивається вміст у породі важких елементів, а на показниках

ГГК-С – густина породи. Цю обставину необхідно враховувати в інтерпретації даних методу ГГК.

Показання ГГК-С в основному визначаються концентрацією важких елементів – чим більший їхній вміст у породі, тим менші показання приладу. Із цієї причини виникає збільшення розкиду значень ГГК-Г і ГГК-С із зростанням пористості.

У рудній геофізиці ГГК-Г використовують для оцінки густини порід і потім отримані дані зіставляють з результатами ГГК-С. Якщо аномалія на кривій ГГК-С пояснюється зміною густини порід, то очевидно ця аномалія не пов'язана з рудним покладом. Зменшення показань ГГК-С, не пов'язане зі зміною густини порід, є ознакою вмісту в породі важких елементів.

У рудах з одним важким елементом значення ефективного атомного номера залежить тільки від концентрації цього елемента, і дані ГГК-С можуть бути використані для оцінки його вмісту; у разі багатокомпонентного складу зруденіння кількісні визначення ускладнюються.

Принциповим недоліком ГГК-С є складність розділення ефектів фотопоглинання різних елементів. Визначення Z_{ef} дає валовий хімічний склад. У ході дослідження типових поліметалічних, барит-свинцевих, вольфрамowo-молібденових, ртутно-сурм'яних та інших руд складного речовинного складу інтегральний ГГК-С можна використовувати лише для оконтурювання зон зруденіння, тобто як індикаторний.

У деяких випадках за спектральною характеристикою розсіяного γ -випромінювання можна робити висновки про склад руд: наприклад, таким чином можна виявити наявність у рудах свинцю.

7.5.2. Спектрометричний селективний гамма-гамма каротаж

На сучасному етапі в ході досліджень ГГК-С, крім інтегрального варіанта методу, часто проводять спектрометрію γ -випромінювання, що дозволяє визначити, які з важких елементів присутні в породі та їхню концентрацію окремо кожного. Така можливість зумовлена тим, що вірогідність поглинання γ -кванта атомами даного елемента досягає максимуму за збігу величини енергії кванта з енергією зв'язку електронів внутрішніх оболонок атома (т. зв. *K*- або *L*-стрибок). Присутність у породі даного елемента

приводить до зменшення інтенсивності γ -квантів відповідної енергії. Оскільки енергія зв'язку електронів однозначно пов'язана з атомним номером елемента, значення енергії, для якої спостерігається мінімум на спектрі γ -випромінювання, дозволяє визначити різновид важкого елемента, а інтенсивність випромінювання цієї енергії – його концентрацію. Тобто селективний гамма-гамма каротаж (ГГК-СС) "працює" на ефекті, коли енергія γ -квантів порівняна з енергією зв'язку електрона з ядром на оболонці К. Тоді γ -кванти зазнають максимального поглинання через так званий *K*-стрибок, *L*-стрибок або "провал". Через взаємний вплив елементів з близькими атомними номерами *Z* застосування таких спектрометричних досліджень дозволяє одночасно визначити вміст у гірській породі одного-двох важких елементів.

Спектрометричний селективний гамма-гамма каротаж, оснований на спектрометрії енергії розсіяних γ -квантів, застосовується для вивчення руд багатокomпонентного складу. Визначаючи за диференціальними спектрами розсіяного γ -випромінювання положення цих "провалів", можна встановити наявність у породі того або іншого важкого елемента. Наприклад, найбільш чітко за спектрами розсіяного γ -випромінювання встановлюється присутність у гірських породах свинцю, енергія зв'язку К-електронів якого сягає 87,6 кеВ й істотно вища, ніж у інших важких елементів.

У ході ГГК-СС застосовуються спектрометри γ -випромінювання.

7.5.3. Мікроселективний гамма-гамма-каротаж

Завдяки високій роздільній здатності порівняно із зондами ГГК-Г і 2л-зондами ГГК-С колімовані зонди ГГК-С невеликої довжини отримали назву мікрозондів ГГК, а модифікація ГГК-С з використанням цих зондів – мікроселективного гамма-гамма-каротажу (мкГГК-С). Перевагами мкГГК-С є низький рівень фонові інтенсивності розсіяного γ -випромінювання I_0 та підвищена чутливість до змін зольності.

Геометрія вимірювань у мкГГК-С, яку можна змінювати, регулюючи R , E_γ і кути нахилу коліматорів джерела та детектора, обирається так, щоб максимальна довжина пробігу γ -квантів джерела в породах середньої густини і $Z_{\text{эф}}$ була дещо меншою від відстані до розсіювального об'єкта, видимого з боку детектора. Оскільки

внесок багатократного розсіяння за малих E_γ незначний, фонова інтенсивність I_0 у вмісних породах близька до нуля ($\mu_{\text{эф}} \rightarrow \infty$).

У разі потрапляння зонда на вугільні прошарки у зв'язку зі зменшенням $\mu_{\text{эф}}$ довжина пробігу фотонів джерела в середовищі $L_\gamma = \mu_t^{-1}$ збільшується і розсіювальний об'єкт потрапляє до "зони видимості" детектора. Завдяки вимірюванням у пучках, що перетинаються, забезпечується значна контрастність діаграм мкГГК-С, які мають практично нульовий фон I_0 за майже трикратного вирашу в чутливості.

За допомогою мкГГК-С успішно розв'язується також завдання детального дослідження пачок горючих сланців, що мають досить складну будову. Інтенсивність розсіяного γ -випромінювання в цьому разі залежить від співвідношення вуглистих речовини і породних прошарків. На рис. 7.9 наведено приклад виділення пласта вугілля та визначення його зольності за допомогою мкГГК-С.

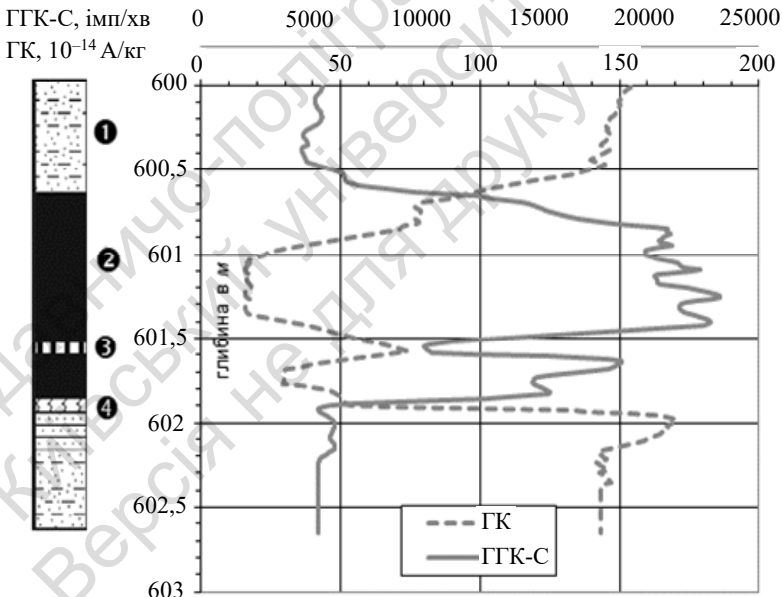


Рис. 7.11. Виділення вугілля і визначення його зольності за допомогою ГК і мкГГК-С (за Дяконовим Д.І.)

1 – сланець піщано-глинистий; 2 – вугілля; 3 – високозольне вугілля; 4 – глинисто-піщана порода з рослинними залишками

7.6. Завдання та область застосування гамма-гамма каротажу

Густинний гамма-гамма-каротаж дозволяє розчленовувати геологічний розріз, виділяти корисні копалини, визначати густину і пористість порід. Крім того, він застосовується для вирішення деяких технічних завдань.

Розчленування розрізу ГГК-Г, виділення пластів-колекторів і корисних копалин оснований на диференціації густини основних породотвірних мінералів, наприклад, для розчленування галогенних порід, виділення руд з високою густиною (хромітових, марганцевих, залізних та ін.), кам'яного вугілля та горючих сланців (що мають малу густину порівняно із вмісними породами).

Мінімальними показаннями на кривій ГГК-Г відзначаються хромітові руди (густина – $(3,7-4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3)$ серед змійовиків і серпентинітів ($2,5-2,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), сульфідні руди ($3,5-4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) серед вмісних порід ($2,6-2,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), марганцеві ($4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), залізні ($3,2-4,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) та поліметалічні руди ($4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$).

Найсприятливіші об'єкти для застосування гамма-гамма-каротажу – родовища залізних руд, вугілля і горючих сланців, на яких густинний і селективний ГГК може бути використаний у ході розвідувального буріння та опробування гірських виробок як провідний метод геологічної документації розрізів свердловин і кількісної оцінки корисних копалин з підрахунком запасів.

На більшості залізрудних родовищ типу залістих кварцитів, магматогенних і контактово-метасоматичних спостерігається однозначний зв'язок не тільки Z_{ef} , але й густини із вмістом заліза. Тому для визначення меж промислового зруденіння і підрахунку запасів можуть бути використані дані як ГГК-Г, так і ГГК-С. Порівняння діаграм ГГК-Г і ГГК-С показує, що вони практично повністю повторюють одна одну, включаючи дрібні деталі. За таких умов геологічне завдання може бути вирішено за допомогою будь-якої з модифікацій ГГК. Це стосується також багатих руд важких елементів, аномальних і за своєю густиною.

Гамма-гамма-каротаж застосовується не тільки на родовищах залізних руд, але й у ході розвідки родовищ поліметалічних руд,

хромітів тощо. Умови цих об'єктів загалом не можна вважати сприятливими для ГГК (складність розділення ефектів фотопоглинання різних елементів), тому одержувані на них результати використовують як індикаторні.

Найсприятливіші результати дає метод ГГК-Г у разі досліджень однокомпонентних руд (свинцю, ртуті, сурми, заліза, марганцю). Руди складних сполук крива ГГК-Г не розчленовує на окремі компоненти, але виділяє зону зруденіння загальною аномалією мінімальних показань. Це стосується барит-свинцевих і поліметалічних руд. Інтерпретація даних ГГК-Г ускладнюється під час досліджень вилугуваних і перевідкладених руд мартитового й гідрогематитового складу, які через підвищену пористість мало відрізняються від роговиків і джеспілітів із суттєво меншим вмістом заліза, що характерно, наприклад, для Криворізького залізорудного басейну.

Кам'яна та калійна солі, флюорити, самородна сірка, боксити на кривих ГГК-Г відзначаються підвищеними показаннями у зв'язку з їхньою меншою густиною стосовно вмісних порід. Крім того, підвищена кавернозність соленосних відкладів додатково завищує показання кривої ГГК-Г.

Відомо, що вугільні пласти мають набагато меншу густину стосовно вмісних порід, тому за даними ГГК-Г вони відзначаються чіткими максимумами. Це особливо характерно для пластів великої товщини, простої будови та малої зольності. У вугільних пластах складної будови методом ГГК-Г надійно виділяються породні прошарки завтовшки 10–15 см. Індивідуальна інтерпретація кривої ГГК-Г утруднена за наявності каверн, що виділяються так само, як і вугільні пласти невеликої зольності. А тому криву ГГК-Г інтерпретують сумісно з даними інших геофізичних методів.

У процесі розвідки родовищ твердих горючих корисних копалин завдання ГГК полягають у детальному розчленуванні вугленосних світ, визначенні потужності продуктивних пластів і прошарків та оцінці їхніх якісних показників, основним з яких є мінеральний залишок (зольність).

Оскільки вугілля і горючі сланці характеризуються найменшими значеннями густини і $Z_{\text{сф}}$ порівняно із вмісними піщано-глинистими і карбонатними породами, для дослідження свердловин вугільних родовищ може бути використаний як густинний, так і селективний гамма-гамма-каротаж.

У нафтогазовій геології дані ГГК-Г можуть використовуватися з метою визначення колекторських властивостей пластів порід. Безпосередньо за показаннями ГГК-Г визначають об'ємну густину гірської породи. Визначення коефіцієнта пористості k_p за густиною породи можливе за наявності відомостей про густину мінерального скелета та пластового флюїду. Густинний гамма-гамма-каротаж є одним з небагатьох методів промислової геофізики, однаково чутливий до зміни пористості в області її малих і великих значень. В цьому його основна перевага з визначення коефіцієнта пористості.

Оцінка технічного стану свердловини. Визначення густини гірських порід і руд використовують для вивчення гірничотехнічних характеристик порід і підрахунку запасів корисних копалин. Дані про густину ґрунтів і порід верхньої частини розрізу використовують в інженерно-геологічних і меліоративних дослідженнях.

Через малу глибинність дослідження ГГК для вивчення геологічного розрізу свердловин спостереження проводять у необсаджених свердловинах.

В обсаджених свердловинах дані ГГК залежно від типу джерела і конструкції зонда визначаються в основному товщиною і густиною цементного кільця, товщиною обсадної колони і тому їх застосовують для визначення якості цементування, товщини цементного кільця. В основу оцінки якості цементування обсаджених колон методом ГГК-Г покладено різницю між густиною цементного каменю (густина 1,8–1,9 г/см³) і контактувальною з ним промивальною рідиною або водою (густина 1–1,3 г/см³).

Метод ГГК-Г застосовують в експлуатаційних нафтових свердловинах для визначення інтервалів, з яких через перфораційні отвори або тріщини в обсадній колоні до свердловини надходить вода. Оскільки нафта й вода різняться густиною, то межу між ними можна визначити за розсіяним γ -випромінюванням. Зважаючи на те, що густина нафти менша від густини води, перехідна зона від води до нафти відзначається зростанням розсіяного γ -випромінювання.

Сфера застосування селективного гамма-гамма-каротажу. Застосовується для виділення скупчень важких елементів у породах і рудах, які слабо диференційовані за густиною.

Найсприятливіші результати ГГК-С дає в ході дослідження одноконтентних руд важких металів (вольфраму, свинцю, ртуті, сурми, заліза). На кривих I_{γ} ділянки скупчення цих елементів відзначаються різко зниженими значеннями реєстрованого параметра. Кількісне опробування руд за допомогою ГГК-С можливе тільки на монометалічних родовищах і в тих рідкісних випадках, коли між кількома рудними компонентами є стійкий (прямий або обернений) кореляційний зв'язок.

Визначення ефективного атомного номера за допомогою селективного гамма-гамма-каротажу дозволяє розрізнити природні утворення за речовинним складом. Чутливість ГГК-С порівняно з ГГК-Г під час виділення об'єктів різного речовинного складу зазвичай вища. Виграш у чутливості в разі використання ГГК-С тим значніший, чим більший Z визначуваних елементів. Так, у дослідженні свинцевих руд із вмістом свинцю $q_{\text{Pb}} < 1\%$ густина, отже й показання ГГК-Г змінюються незначною мірою. Одночасно за допомогою ГГК-С упевнено фіксується навіть бідне свинцеве зруденіння чіткими аномаліями.

Багаторічний досвід застосування ГГК на родовищах вугілля дозволив віддати перевагу селективному гамма-гамма-каротажу завдяки тому, що:

- у ГГК-С можна використовувати зонди малої довжини, це дозволяє детальніше досліджувати тонкошаруваті пачки і виділяти малопотужні породні прошарки, які можуть мати різну зольність;
- величина $Z_{\text{еф}}$ більше пов'язана із зольністю, ніж густина;
- селективний гамма-гамма-каротаж чутливіший до змін зольності завдяки степеневій залежності фотопоглинання "м'яких" γ -квантів від $Z_{\text{еф}}$.

Контрольні запитання

1. На яких фізичних принципах оснований гамма-гамма-каротаж?
2. Які модифікації гамма-гамма-каротажу ви знаєте? Чим вони відрізняються і для вирішення яких завдань використовуються? Які джерела найчастіше використовуються в цих модифікаціях?

3. Поясніть фізичний зміст повного лінійного коефіцієнта ослаблення γ -випромінювання в речовині.

4. Які фізичні явища відбуваються за взаємодії γ -квантів з речовиною?

5. Що означає поняття "ефективний масовий коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання"?

6. Наведіть суть спектрометричного гамма-гамма-каротажу селективного та сферу його застосування.

7. Які особливості має детектор γ -випромінювання в густинному гамма-гамма-каротажі?

8. Які завдання вирішуються за допомогою густинного гамма-гамма-каротажу в експлуатаційних нафтових свердловинах?

9. Які особливості має детектор γ -випромінювання в селективному гамма-гамма-каротажі?

10. Від чого залежить лінійний коефіцієнт фотопоглинання?

11. Що таке ефективний атомний номер речовини?

12. З якою метою застосовуються подвійні зонди в селективному гамма-гамма-каротажі?

13. Наведіть суть способу реєстрації відношення інтенсивності розсіяного γ -випромінювання.

14. Які типові розміри зондів, що використовуються у гамма-гамма-каротажі густинному і гамма-гамма-каротажі селективному?

15. Яким чином ураховують у селективному гамма-гамма-каротажі вплив густини геологічного середовища?

16. Який принциповий недолік селективного гамма-гамма-каротажу?

17. Наведіть суть мікроселективного гамма-гамма-каротажу та сферу його застосування.

18. Що таке індекс фотоелектричного поглинання?

Література: [1-19, 22, 24, 26, 32, 36-37, 41, 43, 47].

РОЗДІЛ 8

Рентгенорадіометричний каротаж

Рентгенорадіометричний каротаж (РПК) у польових умовах уперше був застосований в 1962 р. для визначення концентрації важких елементів у свердловинах. Даний метод дозволяє виконувати експресну оцінку вмісту багатьох елементів безпосередньо в умовах природного залягання гірських порід. На сучасному етапі рентгенорадіометричний каротаж застосовують для опробування стінок гірських виробок і відслонень, рентгенорадіометричної зйомки в ході геологічного картування, рентгенорадіометричному каротажі свердловин і лабораторного рентгенорадіометричного аналізу зразків порід і руд. В останній час є приклади успішного застосування РПК у процесі геоекологічних досліджень з метою експресного визначення вмісту важких металів у ґрунтах і породах верхньої частини геологічного розрізу. Ці модифікації РПК відрізняються між собою особливостями апаратури та методики виконання вимірювань.

Рентгенорадіометричний каротаж оснований на збудженні й вимірюванні інтенсивності K - або L -ліній рентгенівського випромінювання хімічних елементів, а також різних компонент розсіяного випромінювання, що виникають у результаті взаємодії первинних γ -квантів радіоізотопних або рентгенівських джерел з електронами атомів речовини порід і руд. Лінії характеристичного рентгенівського випромінювання, що виділяються за допомогою спектрометра, дозволяють визначати склад речовини, а спектральна інтенсивність цих ліній пов'язана із вмістом хімічних елементів у речовині.

8.1. Фізичні основи методу

Характеристичне рентгенівське випромінювання $I_{\gamma,p}$ виникає за взаємодії м'якого γ -випромінювання штучного джерела з електронами глибоких оболонок атомів елементів гірської породи. Ця взаємодія полягає у фотоелектричному поглинанні γ -квантів

збуджувального γ -випромінювання електронами будь-якої оболонки, у результаті чого електрони залишають атом, і він переходить у збуджений стан.

Електронні переходи в атомі мають імовірнісний характер, тому відносна інтенсивність характеристичних ліній окремого елемента різна. Згідно із законами квантової механіки найбільш вірогідні переходи електронів з L - на K -оболонку.

Енергія зв'язку електронів в атомі швидко зменшується під час переходу із внутрішніх електронних оболонок атома на зовнішні. Для K -оболонки вона приблизно у 5–10 разів вища, ніж для L -оболонки. Для хімічних елементів від Si до U енергія зв'язку для електронів K -оболонки становить від 1 до 100 кеВ, а для хімічних елементів від Zr до U енергія зв'язку для електронів L -оболонки становить від 2 до 20 кеВ.

Імовірність (переріз) фотопоглинання збільшується зі зростанням енергії зв'язку електрона. При $E_\gamma > E_K$ фотоэффект відбувається в основному на K -електронах, при $E_L < E_\gamma < E_K$ – на L -електронах і т. д.

Вакантне місце, що утворилося під час видалення фотоелектрона, практично миттєво (за 10^{-7} – 10^{-16} с) заповнюється електроном із вищого рівня, а різниця енергії двох оболонок передається фотону рентгенівського випромінювання, що супроводжує такий процес. Енергетичні рівні електронів в атомі квантовані й визначаються порядковим номером елемента Z (згідно із законом Мозлі $\sqrt{E} \approx Z$). Зв'язок між довжиною хвилі даної лінії лінійчатого спектра характеристичного випромінювання і порядковим номером елемента встановлюється законом Мозлі, який у спрощеному вигляді можна записати так:

$$\frac{1}{\lambda} = A(Z - a)^2, \quad (8.1)$$

де λ – довжина хвилі спектральної лінії; Z – порядковий номер елемента; A – постійна Рідберга; a – постійна екранування.

Ці постійні не залежать від порядкового номера елемента, але різні для різних ліній спектра. Формула (8.1) дозволяє за знайденою довжиною хвилі (енергії) лінії рентгенівського спектра визначити порядковий номер елемента. Наприклад, за допомогою цього закону відкрито такі елементи, як гафній, реній і технецій.

Отже, характеристичне рентгенівське випромінювання має дискретний спектр, який складається із серії ліній, що відповідають

дозволені квантовою механікою електронним переходам, а енергія серій ліній строго специфічна для кожного елемента. Сукупність усіх ліній, що утворюються в результаті переходу з різних рівнів на K -рівень, називають K -серією, на L -рівень – L -серією і т. д. (рис. 8.1).

Окремі оболонки діляться на підрівні з близькими значеннями енергії (напр., підрівні L_I, L_{II} і L_{III} і т. д.). Тому теоретично можлива велика кількість варіантів переходу електронів з однієї оболонки в інші. Але ймовірність багатьох переходів мала, й у спектрі випромінювання збуджених атомів (з видаленням електронів з фіксованого рівня) переважає незначна кількість енергетичних ліній.

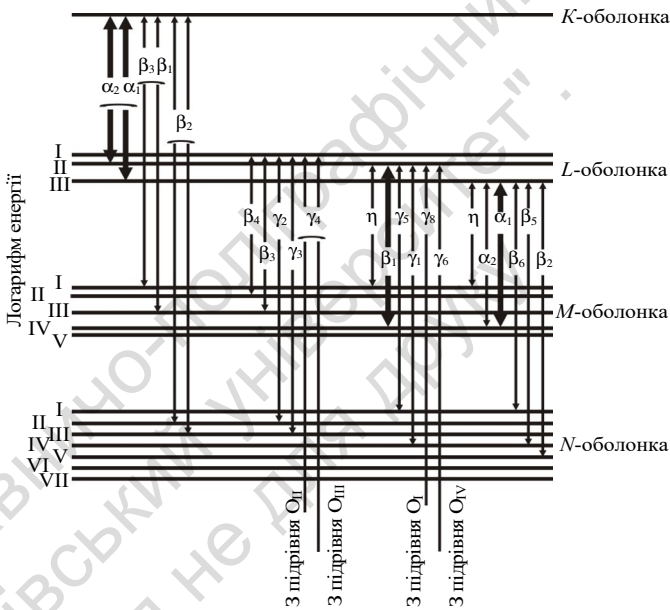


Рис. 8.1. Схема основних переходів для K - і L -серій характерного рентгенівського випромінювання

Кожна лінія даної серії має своє позначення. З видаленням K -електрона приблизно в половині збуджених атомів відбувається перехід з підрівня L_{III} на K -рівень (т. зв. K_{α_1} -лінія). Далі за інтенсивністю ідуть лінії $K_{\alpha_2}, K_{\beta_1}, K_{\beta_2}$, пов'язані з переходом з підрівнів L_{II}, M_{III} і N_{III} . На цьому в основному і закінчується список

ліній *K*-серії практично всіх елементів. Вони відрізняються лише енергією фотонів. Відношення їхньої інтенсивності $\alpha_1:\alpha_2:\beta_1:\beta_{2,5}$ становить наближено 20 : 10 : 5 : 1.

Спектр *L*-серії набагато складніший, оскільки тут відбуваються переходи з різних підрівнів *M*-, *N*-оболонки на три підрівні *L*-оболонки. У *L*-серії спостерігаються декілька груп ліній – α , β , γ . У кожній із цих груп – від 2 до 10 ліній. Відношення їхньої інтенсивності $\alpha_1 : \alpha_2 : \beta_1 : \beta_2 : \beta_3 : \gamma_1 : \gamma_2$ становить 100 : 11 : 52 : 20 : 10 : 10 : 1,5. Такі співвідношення характерні для чистих елементів, у хімічних з'єднаннях вони можуть порушуватися.

Слід зазначити, що зі збільшенням порядкового номера елемента енергії фотонів характеристичного рентгенівського випромінювання відповідних ліній закономірно збільшуються. Для одного й того самого елемента енергії фотонів характеристичного рентгенівського випромінювання *K*-серії приблизно в 7–8 разів більші за енергію фотонів *L*-серії.

Строго визначена енергія квантів характеристичного рентгенівського випромінювання для кожного елемента, а також доволі проста (порівняно з оптичними) систематика спектрів різних елементів лежать в основі кількісного елементного аналізу речовини за рентгенівськими спектрами.

Найширше використовується модифікація рентгенорадіометричного методу – рентгенофлуоресцентний аналіз (РФА), оснований на збудженні атомів аналізованих елементів за допомогою рентгенівського або γ -випромінювання і реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання збуджених атомів. Цим методом можна визначати елементи з порядковими номерами $Z > 12$, однак найширше його застосовують для визначення елементів із $Z > 20$.

8.2. Методика досліджень рентгенорадіометричного каротажу

У рентгенорадіометричному каротажі свердловини реєструється характеристичне рентгенівське випромінювання досліджуваних елементів. Лінії *M*-серії слабкі, тому найчастіше використовуються лінії *K*- та *L*-серій. Збудження характеристичного рентгенівського випромінювання досягається γ -квантами малої енергії.

Схему рентгенорадіометричного методу наведено на рис. 8.2.

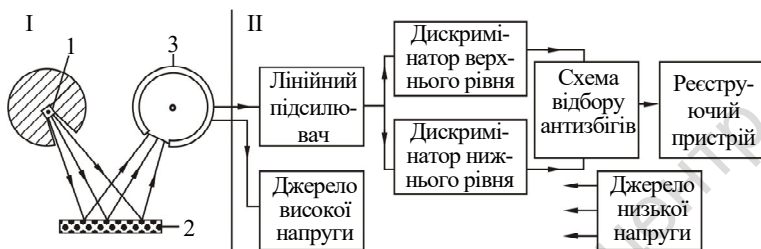


Рис. 8.2. Принципова схема рентгенорадіометричного методу:

I – блок збудження і реєстрації рентгенівського випромінювання:

1 – радіоізотопне або рентгенівське джерело первинного випромінювання;

2 – порода; 3 – детектор випромінювання.

II – амплітудний аналізатор імпульсів (спектрометр)

У процесі РРК для збудження характерного рентгенівського випромінювання застосовуються радіоізотопні джерела γ -випромінювання з енергією, меншою за 150–200 кеВ або рентгенівські трубки.

Енергія рентгенівського випромінювання, що реєструється РРК, відносно низька. Наприклад, енергія найжорсткішої $K_{\beta 1}$ -лінії становить 88 кеВ для свинцю і 4 кеВ – для кальцію. Тому в аналізаторах випромінювання використовують тонкі спектрометричні кристали $\text{NaI}(\text{Tl})$ або $\text{CsI}(\text{Tl})$ і ФЕП з низьким рівнем власних шумів. Для підвищення енергетичної роздільної здатності застосовують також пропорційні лічильники.

Енергетичне розділення сцинтиляційних спектрометрів погіршується зі зменшенням енергії випромінювання і в інтервалі 10–100 кеВ становить від 100 до 20 %. Тому, крім досліджуваної аналітичної лінії рентгенівського випромінювання елемента, що визначається, реєструється також деяка частина випромінювання інших елементів, а також розсіяне випромінювання джерела. Найбільший внесок дають елементи з атомним номером, близьким до номера визначуваного елемента. Для підвищення надійності розділення сигналу від визначуваного елемента і випромінювання-завади перед сцинтиляційним детектором розміщують кристал-аналізатор.

Кристал-аналізатор виготовляють із кварцу і згинають у вигляді циліндричної поверхні. Рентгенівське випромінювання різної енергії у зв'язку зі зміною коефіцієнта заломлення кристалом розкладається у спектр. На шляху заломленого пучка спеціальної пластинки з коліматором до детектора пропускається та або інша ділянка спектра. Таким чином створюється система реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання конкретного елемента, що аналізується.

Роздільна здатність напівпровідникових детекторів на відміну від сцинтиляційних достатня, щоб додатково не застосовувати кристал-аналізатор, але на сучасному етапі є технічні проблеми використання напівпровідникових детекторів у свердловинних умовах.

У процесі РРК використовують радіоізотопні джерела випромінювання (табл. 8.1) або рентгенівські трубки. Вибір джерела випромінювання у РРК з енергією E диктується вимогою отримання максимального виходу характеристичного рентгенівського випромінювання від аналізованого елемента. Водночас необхідно, щоб виконувалося співвідношення $1,1 E_K < E < 3,3 E_K$. Гамма-кванти з енергією, меншою за $1,1 E_K$, практично не викликають характеристичного рентгенівського випромінювання визначуваного елемента з енергією K -оболонки E , а з енергією, більшою за $3,3 E_K$, створюють високий фон завад від комптонівського розсіяння первинного випромінювання.

Для підвищення виходу реакції збудження визначуваного елемента, а також зменшення впливу розсіяного випромінювання вибирають джерело з енергією, що незначно перевищує енергію характеристичного випромінювання аналізованого елемента.

Наприклад, для аналізу на важкі елементи (енергія K -лінії більша за 80–90 кеВ), використовують джерело ^{57}Co ($E_\gamma = 122$ кеВ, 136 кеВ), для аналізу на V, Ti, Ca, K і Ba – джерело ^{55}Fe (5,9 кеВ).

Енергія характеристичного рентгенівського випромінювання ліній K -серії, найбільш жорсткої для всіх елементів, не перевищує 116 кеВ, а для легких елементів вона становить 0,05–0,87 кеВ (Be, Na). Отже, характеристичне рентгенівське випромінювання є м'яким і слабопроникним.

Таблиця 8.1

**Основні радіоізотопні джерела,
що використовуються в рентгенорадіометричному методі**

№	Радіонуклід	Період піврозпаду	Енергія ліній випромінювання, кеВ	Тип розпаду	Z визначуваного елемента	Квантовий вихід ліній, %
1	⁵⁵ Fe	2,7 років	5,9 (M _K)	K-захоплення	9–24	26
2	⁵⁷ Co	270 діб	144 (γ)	K-захоплення	70–98	9,7
			136 (γ)			11
			122 (γ)			85
			6,4 (Fe _K)			51
3	⁷⁵ Se	119,8 доби	121 (γ)	K-захоплення	70–98	17
			136 (γ)			57
			265 (γ)			60
			280 (γ)			25
			401 (γ)			12
4	¹⁰⁹ Cd	453 доби	87,7 (γ)	K-захоплення	20–43	4
			22,1 (Ag _K)			96
5	¹⁷⁰ Tm	128,6 доби	84	K-захоплення	20–43	3,3
6	²³⁸ Pu	86,4 роки	12–17 (U _L)	α-розпад	23–38 56–82	10
7	²⁴¹ Am	458 років	59,6 (γ)	α-розпад	28–69	36
			26,4 (γ)			30
			14–17 (N _{PL})			37

Глибинність дослідження в методі РРК залежить від речовинного складу і густини досліджуваних порід, енергії γ-квантів джерела та характеристичного випромінювання, геометричних умов вимірів. Глибинність дослідження знижується також зі збільшенням вмісту досліджуваного елемента в породі або її Z_{ef} , а також зі зменшенням енергії γ-квантів джерела і характеристичного випромінювання відповідного елемента. Для елементів із $Z = 40\text{--}60$ глибинність дослідження становить 1–5 мм, а для елементів із $Z > 60$ – не більше 10–20 мм.

Для проведення РРК на елементи з малим атомним номером – $Z = 20 - 40$ використовують пропорційні лічильники, якщо $Z > 40$ – сцинтиляційні детектори. Водночас застосовують γ -спектрометри, які дозволяють реєструвати фотони в заданих областях енергій.

Зонди РРК (рис. 8.3) загалом подібні до зондів ГГК. Відмінність полягає в тому, що у РРК детектор сприймає випромінювання з поверхні породи, що безпосередньо опромінюється джерелом (геометрія прямої видимості). Цього добиваються відповідним розташуванням колімаційних каналів, що ідуть від джерела до породи і назад від неї до детектора випромінювання. Для зменшення впливу розсіяного γ -випромінювання колімаційні канали розташовують під кутом, близьким до 90° , оскільки інтенсивність розсіяних γ -квантів під цим кутом мінімальна. Крім того, для поглинання власного рентгенівського випромінювання матеріалу коліматора його внутрішню стінку покривають багат шаровим захистом із матеріалів, атомний номер яких зменшується від зовнішніх шарів до внутрішніх. Випромінювання коліматора із зовнішніх шарів поглинається внутрішніми шарами. Атомний номер матеріалу самого внутрішнього шару беруть таким малим, щоб його характеристичне рентгенівське випромінювання було нижчим за робочий інтервал енергій, що реєструються детектором. Для зменшення впливу фону зонд РРК має притискний пристрій.

Вхідне вікно колімаційних отворів свердловинних приладів виготовляють із берилію, щоб ослаблення у вікні м'якого випромінювання, що реєструється, було незначним. Товщина берилієвого вікна 1,5–2 мм достатня для того, щоб витримати тиск промивальної рідини до 20–30 МПа, одночасно добре пропускати випромінювання ^{55}Fe (5,9 кеВ) і дозволяє реєструвати характеристичне рентгенівське випромінювання хімічних елементів від урану ($E_{\alpha 1} = 98,4$ кеВ) до заліза ($E_{\alpha 1} = 6,4$ кеВ).

Для рентгенорадіометричного каротажу перед рядовими вимірюваннями прилади еталонують відповідно до інструкції з експлуатації. Еталонування виконують за допомогою спеціальних еталонів або на еталонних ділянках з відомим вмістом визначуваного елемента.

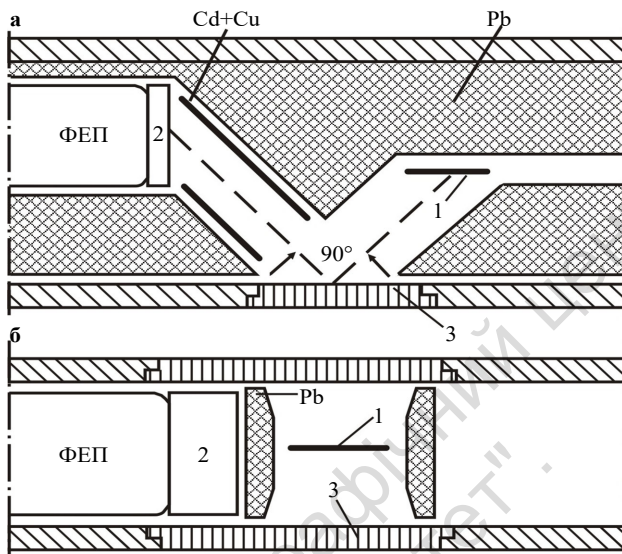


Рис. 8.3. Схема зондів рентгенорадіометричного каротажу:

а – з колімаційними каналами; б – без колімаційних каналів;

1 – радіоізотопне джерело; 2 – детектор; 3 – берилієве вікно

Для еталонування γ -спектрометрів використовують набір еталонів з певною концентрацією C досліджуваного елемента (0; 0,5; 1; 2; 5; 10 %). Еталони виготовляють на цементній, алебастровій або гіпсовій основі з доданням 50 % кварцового піску і покривають тонкою плівкою клею типу БФ-2. Як еталони можуть бути використані також геологічні проби розвіданого родовища або інтервали свердловини з відомим вмістом досліджуваного елемента за даними хімічного аналізу керна. У ході еталонування еталони або проби прикладають до вікна колімаційного отвору детектора. За результатами еталонування будують графіки еталонування $I = f(C)$, де I – показання приладу (швидкість рахунку імпульсів), C – вміст визначуваного елемента. Графік еталонування є основою для встановлення зв'язку між показаннями приладу і вмістом визначуваного елемента в геологічному середовищі. Побудований у такий спосіб графік автоматично враховує вплив текстурно-структурних особливостей руд родовища на результати вимірювань РРК і може бути використаний у подальшому для кількісної інтерпретації матеріалів рентгенорадіометричного каротажу. Для контролю

роботи апаратури на кожній свердловині у проміжку між еталонуваннями користуються робочими еталонами.

Методика вимірювань РПК визначається енергетичною областю рентгенівського спектра та характером мінералогічного складу і текстури гірських порід. Водночас застосовують способи спектральної інтенсивності та стандарт-фону.

Спосіб спектральної інтенсивності застосовують у дослідженнях низькоенергетичної області спектра характеристичного рентгенівського випромінювання. В даному способі використовують безпосередньо величину спектральної інтенсивності флуоресцентного випромінювання $I_{\gamma,pen}$ елемента, яка вимірюється разом із фоновією складовою I_{ϕ} . Сумарна складова пов'язана з розсіяним випромінюванням і з функцією відгуку детектора

$$I = I_{\gamma,pen} + I_{\phi} \approx k \cdot C, \quad (8.2)$$

де k – перерахунковий коефіцієнт; C – вміст визначуваного елемента.

За наявності в середовищі елементів з близькими параметрами застосовуються селективні та диференціальні фільтри.

Спосіб спектральної інтенсивності, крім визначення вмісту елемента, дає змогу також отримати інформацію про ефективний атомний номер вмісної породи (матриці) на основі вимірювання спектральної інтенсивності в рівноважній енергетичній області спектра. Але вплив змін матриці породи може суттєво спотворити результати кількісних визначень аналізованого елемента, що обмежує застосування цього способу. У цьому разі потрібне градування приладу за еталонами з елементним складом, близьким до складу аналізованих порід.

Спосіб стандарт-фону (спосіб спектральних відношень) застосовують у РПК у високоенергетичній області рентгенівського спектра. Аналітичним параметром буде відношення η спектральної інтенсивності флуоресцентного I і розсіяного $I_{\gamma,роз}$ випромінювання

$$\eta = \frac{I}{I_{\gamma,роз}}. \quad (8.3)$$

Спосіб спектральних відношень використовують для зменшення впливу складу руд та інших перешкод. У цьому разі реєструють відношення швидкостей розрахунку імпульсів у двох каналах спектрометра, один з яких налаштований на лінію визначуваного елемента, а другий реєструє розсіяне γ -випромінювання в області енергії, що дещо перевищує енергію K -стрибка.

Наприклад, для аналізу на Рb перший канал настроюють на енергію 70–80 кеВ, а інший – 90–100 кеВ; на барій – відповідно в областях енергій 32 і 50 кеВ; на молібден – 17,5 і 32,5 кеВ; на олово – 25 і 40 кеВ; на вольфрам – 59 і 80 кеВ тощо. Експериментальна перевірка показала, що таке відношення лінійно залежить від вмісту аналізованого елемента і на його значення мало впливають зміни речовинного складу, густини порід, відстані від поверхні породи до джерела і детектора.

Спосіб стандарт-фону (спектрального відношення) дозволяє стандартизувати вимірювання, і зникає потреба враховувати зміни активності джерела γ -квантів та ефективності детектора.

Основним недоліком способу стандарт-фону є підвищений вплив на результати РРК проміжної плівки води, вологості й тексту порід порівняно із способом спектральної інтенсивності.

Зважаючи на малу глибинність, на результати РРК впливають забруднення і нерівності досліджуваної поверхні. Для зменшення цього впливу використовують ефект інверсії, що спостерігається за невеликого віддалення зонда від стінки свердловини. Поріг чутливості визначення концентрації окремих елементів становить 0,05–0,1 %. Точність в окремій точці неоднорідного розрізу може бути невисокою (близько 50 %), але усереднювання показників кількох вимірювань за профілем свердловини забезпечує відносно середню похибку визначень концентрації 10–20 %.

Для підвищення ефективності РРК конструкція свердловинного зонда і порядок досліджень свердловин змінюються залежно від атомного номера визначуваних елементів. Наприклад, в області $Z \approx 50$ часто застосовують спосіб двох пучків. Крім основного джерела (звичайно ^{170}Tm), розташованого щодо детектора в геометрії прямої видимості, є допоміжне джерело з жорсткішим γ -випромінюванням. Його розташовують далі від детектора так, щоб γ -кванти до детектора потрапляли лише після декількох актів розсіювання. Дослідження показали, що завжди можна знайти такий інтервал енергій E у спектрі реєстрованого випромінювання, що відношення інтенсивності аналітичної лінії визначуваного елемента до інтенсивності розсіяного випромінювання не залежить або дуже слабо залежить від змін середнього атомного номера середовища.

8.3. Хід проведення робіт рентгенорадіометричного каротажу

Каротаж свердловин виконується за допомогою каротажних станцій, у підземних і важких умовах – із розбірних установок. Підготовка до проведення каротажу стандартна. Готують майданчик для розташування автомобіля або установки (облаштування, освітлення тощо). Бурова бригада здійснює підготовку свердловини (проробка буровим снарядом стовбура свердловини для усунення його нерівностей і виступів, продувка стисненим повітрям або промивка для видалення шламу, бруду, антивібраційної змазки). Якщо обсадні труби перекривають досліджувані інтервали, то вони мають бути видалені із свердловини.

Послідовність дій щодо розташування каротажної станції, перевірки працездатності апаратури, контрольних вимірювань, опускання зонду у свердловину тощо є аналогічними як і для інших методів ядерно-геофізичного каротажу. Швидкість виконання рентгенорадіометричного каротажу – 100–200 м/год. Масштаб запису – 1 : 200, деталізаційний – 1 : 50. Кожен рудний інтервал має бути досліджений з виходом у безрудні/вмісні породи не менш ніж на три метри від кожної з його меж і мати як мінімум одну мітку глибин (для аналогового запису). Для цифрової реєстрації результатів каротажу виміри виконуються методом ковзного середнього з обраним кроком квантування по глибині. Крок квантування вибирають, зважаючи на завдання робіт і особливості родовища. Наприклад, для рідкіснометалічних і рідкісноземельних родовищ характерний дуже нерівномірний розподіл зруденіння, тому крок квантування має становити 5 або 10 см. Для родовищ мінеральної сировини з порівняно рівномірним розподілом зруденіння і великою потужністю рудних покладів крок квантування може становити 0,5 м.

Контроль стабільності роботи приладу в процесі каротажу здійснюється за каналом автостабілізації підсилення. Із закінченням каротажу виконують контрольні вимірювання на градуювальних зразках/моделях. Контрольні виміри до і після каротажу не повинні відрізнятись між собою більш ніж на 10 %. Практикується повторний каротаж в обсязі 10 % від загального метражу.

У деяких випадках виконують опробування керна свердловин аналогічно ГК.

8.4. Обробка та інтерпретація даних рентгенорадіометричного каротажу

Обробка даних РРК передбачає ідентифікацію і визначення вмісту шуканих хімічних елементів у породах, відкритих свердловиною за допомогою еталонувальної залежності та визначення зон з підвищеною і фоною їхньою концентрацією.

У ході інтерпретації матеріалів РРК за кривою спектрального відношення η розчленовується розріз свердловини згідно з лінійним запасом $C h$ досліджуваного елемента в породі (C – його масова концентрація, h – товщина пласта). Площа аномалії S_η , обмежена лінією фонових показань і аномалією кривої η , пов'язана з лінійним запасом формулою

$$S_\eta = k_\eta \cdot C \cdot h, \quad (8.4)$$

де k_η – коефіцієнт пропорційності, що характеризує чутливість методу.

На рис. 8.4 подано залежності форми кривої η і площі аномалії S_η від товщини h вольфрамового прожилка (y см). За товщини 3 см крива η досягає насичення, і контактам прожилка відповідають точки на половині її амплітуди. При $h < 3$ см амплітуда аномалії кривої η зменшується, і точки кривої, що відповідають контактам прожилка, зміщуються до вершини аномалії, тобто контакти прожилка точно визначити неможливо.

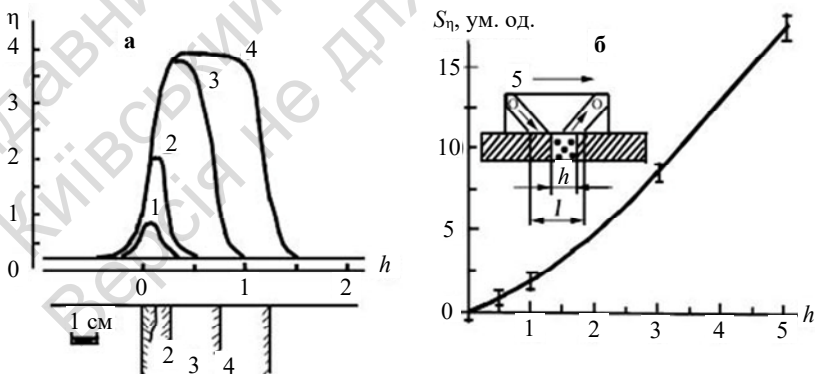


Рис. 8.4. Форма аномалій (а) і залежність аномальної площі S_η (б) від товщини h вольфрамового прожилка (за Заворотьком Ю.М.)

Залежність площі аномалії S_{η} від товщини прожилка переходить у лінійну область за товщини прожилка близько 3 см (рис. 8.4, б), і з достатньою точністю можна визначити вміст C досліджуваного елемента в породі за товщини рудного прожилка понад 3 см, користуючись формулою 8.3. Значення коефіцієнта пропорційності k_{η} визначається за допомогою еталонів або на пластах з відомим вмістом досліджуваного елемента.

На рис. 8.5 наведено приклад виділення олова за даними рентгенорадіометричного каротажу пошукової свердловини.

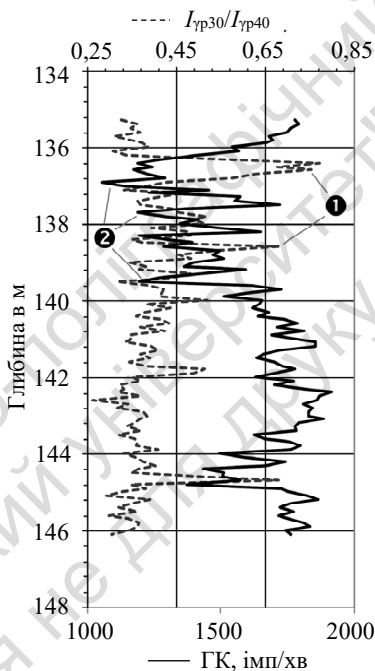


Рис. 8.5. Виділення олов'яної руди за даними рентгенорадіометричного каротажу пошукової свердловини (за Дяконовим Д.І.)

$I_{\gamma 30}/I_{\gamma 40}$ – крива відношення швидкостей рахунку в каналах 30 і 40 кеВ;

ГК – крива інтегральної інтенсивності гамма-випромінювання.

Приклади виділення: 1 – олов'яних руд,

2 – інтервалів із підвищеним вмістом важких елементів

8.5. Завдання та область застосування рентгенорадіометричного каротажу

Рентгенорадіометричний метод дослідження свердловин застосовують з метою виділення і визначення вмісту окремих хімічних елементів в однокомпонентних або багатокомпонентних рудах. У цьому саме й полягають переваги РРК відносно інших методів ГДС. Метод РРК успішно застосовують для опробування свинцево-цинк-миш'якових руд на Pb; мідно-молібденових руд на Mo; для визначення Pb і Ba у свинцево-баритових зруденіннях, а також Hg і Sb у складних рудах. Його застосування перспективне для визначення Sn, W та деяких інших елементів. Поріг чутливості для елементів із $Z = 50-85$ становить 0,2–0,4 %; похибка середніх показань проти пласта потужністю 2–5 м не перевищує 15–20 %, що достатньо для підрахунку запасів корисних копалин.

Часто РРК виконують для визначення вмісту цирконію, ніобію, молібдену, ітрію. Наприклад, під час пошуків кімберлітових тіл достовірно виділяються ореоли розсіяння цирконію (межа 0,001–0,002 %), що контролюють кімберліти.

РРК виконується також з реєстрацією випромінювання від суми халькофільних елементів. У цьому разі реєструють флуоресцентне рентгенівське випромінювання цих елементів в енергетичному діапазоні 7,5–12 кеВ, до якого потрапляють *K*- і *L*-серії Cu, Pb, Zn, As, Au, Tl, Ge, Ga, Se, Bi, Hg, тобто випромінювання 11 із 19 халькофільних елементів, об'єднаних однаковою поведінкою щодо сірки. До цього енергетичного діапазону не потрапляє випромінювання заліза ($F_{eK} = 6,4$ кеВ), вміст якого в породах становить перші відсотки. Важливе завдання РРК – виявлення ореолів розсіяння з підвищеним вмістом халькофільних елементів. Наприклад, такі дослідження досить ефективні для оцінки перспективності території на золото. У цьому разі вміст миш'яку часто чітко корелюється із вмістом золота.

Перевага РРК порівняно з ГГК-С – можливість визначення вмісту окремих елементів у складних рудах (більша селективність) і підвищена чутливість для елементів із $Z = 40-50$. Недоліком РРК є мала глибинність (від 1 до 10 мм) і пов'язаний із цим значний вплив характеру стінки свердловини.

Контрольні запитання

1. Яка фізична суть рентгенорадіометричного каротажу?
2. На чому основана флуоресцентна модифікація рентгенорадіометричного каротажу?
3. Назвіть сферу застосування рентгенорадіометричного каротажу.
4. Які елементи важче визначаються рентгенорадіометричним методом і чому?
5. В яких межах змінюється енергія найбільш жорстких ліній характеристичного рентгенівського випромінювання хімічних елементів?
6. Наведіть механізм утворення характеристичного рентгенівського випромінювання.
7. Які детектори застосовують у рентгенорадіометричному каротажі?
8. Які засоби використовують для виділення аналітичної лінії випромінювання на фоні випромінювання інших елементів?
9. Які джерела використовують у рентгенорадіометричному каротажі?
10. Чим відрізняються зонди рентгенорадіометричного каротажу і гамма-гамма-каротажу? Чим зумовлені ці відмінності?
11. Які перешкоди зустрічаються в процесі використання рентгенорадіометричного каротажу у свердловинах та як їх ураховують?
12. У чому перевага рентгенорадіометричного каротажу перед гамма-гамма-каротажем селективним для визначення вмісту важких елементів?
13. Назвіть основні відмінності рентгенорадіометричного каротажу для визначення елементів з великими та середнім ($Z > 50$) і малим ($Z \approx 30$) атомними номерами.
14. Які типи джерел застосовують у рентгенорадіометричному каротажі?
15. Назвіть недоліки рентгенорадіометричного каротажу.
16. У чому суть способу вимірювання спектральної інтенсивності в дослідженнях рентгенорадіометричним каротажем?
17. У чому суть способу спектральних відношень у дослідженнях рентгенорадіометричним каротажем?

Література: [5, 8–12, 17].

РОЗДІЛ 9

Гамма-нейтронний каротаж

Крім трьох основних типів взаємодії γ -випромінювання з речовиною (фотоелектричне поглинання, комптонівське розсіяння та ефект утворення електрон-позитронних пар), γ -кванти викликають ще низку ядерних реакцій, вторинне випромінювання яких використовують в ядерній геофізиці. Найважливіші з них фотоядерні реакції типу (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) . Крім того, продукти цих реакцій є радіоактивними, і на вивченні їхнього γ -випромінювання оснований γ -активаційний аналіз.

9.1. Фізичні основи методу гамма-нейтронного каротажу

Гамма-нейтронний (фотонейтронний) каротаж (ГНК) оснований на явищі розщеплення ядер елементів під дією жорстких γ -квантів за реакцією (γ, n) . Ця фотоядерна реакція характеризується поглинанням γ -кванта ядром з наступною емісією з нього нейтрона. Ядерний фотоэффект відбувається під дією γ -квантів, енергія яких перевищує енергію зв'язку нейтрона в ядрі, тобто фотонейтронні (γ -нейтронні) реакції порогові. Енергія $E_{\text{пор}}$ для більшості хімічних елементів змінюється від 8 до 16 МеВ, для деяких ізотопів вона становить 4–8 МеВ. Виняток становлять лише два елементи – берилій і дейтерій, поріг реакції яких 1,666 МеВ для ${}^9\text{Be}$ і 2,226 МеВ для ${}^2_1\text{D}$. Щоб викликати реакції на інших ізотопах, необхідно використовувати жорсткіше γ -випромінювання, у зв'язку з чим такого роду дослідження проводять поки що лише в лабораторіях із застосуванням прискорювачів заряджених частинок (бетатрони, мікротрони).

Характерною рисою методу є його висока вибірковість. Як уже згадувалось, із стабільних ядер лише два – берилій і дейтерій (ядро важкого водню) мають низькі пороги фотонейтронної реакції (γ, n) . В інших ядрах нейтрони зв'язані значно сильніше.

Берилій є моноізопом, в усіх природних з'єднаннях його атоми містять тільки ядра ${}^9\text{Be}$. У будові цих ядер є одна особливість – один із нейтронів порівняно слабо зв'язаний з іншими нуклонами, які формують своєрідний "остов". Для від'єднання цього нейтрона потрібна енергія лише 1,666 MeV (порогова енергія). Опромінювання берилію γ -квантами викликає ядерну реакцію типу (γ, n) , яку називають фотонейтронною реакцією, або ядерним фотоєфектом. Схема цієї реакції: ${}^9_4\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^8_4\text{Be} + n$.

Визначаючи вміст ${}^9\text{Be}$ в гірських породах, як γ -випромінювач застосовують ізопоп сурми ${}^{124}\text{Sb}$, що розпадається з випусканням γ -квантів різної енергії, серед яких найбільш інтенсивні мають енергію 1,691 MeV (рис. 9.1). Слід зазначити, що на кожні 100 розпадів припадає 50 γ -квантів із цією енергією. Випромінювання ізопопу ${}^{124}\text{Sb}$ здатне викликати єдину фотоядерну реакцію – на берилії. Недоліком джерела ${}^{124}\text{Sb}$ є порівняно невеликий період піврозпаду (60 днів).

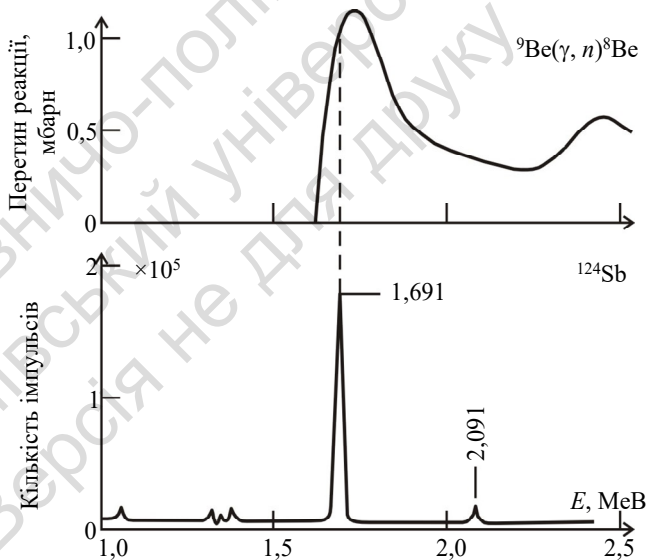
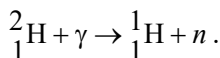


Рис. 9.1. Залежність перетину реакції ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ від енергії γ -квантів і спектр γ -випромінювання ізопопу ${}^{124}\text{Sb}$, (виміряно напівпровідниковим детектором)

Як уже зазначалося, крім реакції ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, відома ще одна фотоядерна реакція з аномально низьким енергетичним порогом – реакція фоторозщеплення дейтерію ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$. Схема цієї реакції:



Визначаючи вміст дейтерію в гірських породах, як γ -випромінювач застосовують ізотоп натрію ${}^{24}\text{Na}$, що розпадається з випусканням γ -квантів з енергією 1,38 і 2,75 МеВ, або ${}^{56}\text{Co}$ з енергією 3,25 МеВ.

9.2. Методика досліджень гамма-нейтронного каротажу

На сучасному етапі γ -нейтронний каротаж найчастіше застосовують для визначення вмісту берилію і дейтерію у гірських породах, відкритих свердловиною. Усі інші елементи мають високі енергетичні рівні збудження фотонейтронної реакції, потребують великогабаритних джерел γ -випромінювання і аналізуються в лабораторних умовах.

Під час досліджень на берилій зонд ГНК складається із джерела γ -квантів ${}^{124}_{51}\text{Sb}$ активністю від 30 до 100 мКі (1 мКі = 37 МБк).

В апаратурі ГНК довжина зонда становить 11–13 см. Між джерелом γ -квантів і детектором нейтронів розташований свинцевий або вольфрамовий екран завтовшки 4–5 або 2–3 см відповідно. Радіус зони дослідження ГНК приблизно дорівнює глибинності ННК-Т.

Вибираючи швидкість підйому свердловинного приладу і постійної інтегрування, керуються тими ж міркуваннями, що й у γ -каротажі.

У результаті фоторозщеплення берилію випускаються нейтрони, енергія яких становить приблизно 0,02 МеВ. Нейтрони з такою енергією називаються проміжними, їх простіше реєструвати, ніж швидкі нейтрони. Випромінювання нейтронів ізотропне, тобто виліт нейтронів під будь-яким кутом однаково ймовірний.

Для реєстрації нейтронів у ГНК використовується реакція $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Вимірюється сумарний імпульс, який формується α -частинкою і ядром літію. Ця реакція екзотермічна, вона проходить навіть за невеликих енергій нейтронів. Водночас застосовують газорозрядні (наповнені BF_3) або сцинтиляційні (на базі $\text{ZnS} + \text{B}$) детектори нейтронів. Пропорційні та сцинтиляційні детектори, що використовують реакцію (n, α) на ізотопі ^{10}B , дозволяють реєструвати окремі нейтрони в умовах інтенсивного фону від розсіяного γ -випромінювання.

Оскільки утворювані нейтрони не є тепловими, детектор оточують уповільнювачем з оргскла. Уповільнювач одночасно є світловодом спалахів (сцинтиляцій) від детектора до фотоелектронного помножувача.

Реєстрація теплових нейтронів супроводжується значним фоном розсіяного γ -випромінювання джерела γ -квантів, що також діє на детектор нейтронів. Тому у свердловинному приладі передбачено регулювання з панелі керування рівня дискримінації, з допомогою якого майже повністю позбавляються від впливу γ -квантів на детектор нейтронів. В умовах свердловини γ -фон поблизу детектора значною мірою змінюється залежно від густини і речовинного складу порід, діаметра і заповнення свердловини та інших причин. Тому вибирається такий рівень дискримінації, за якого виключається вплив γ -фону. Рівень дискримінації виставляють за розташування зонда в еталонувальному пристрої, який являє собою металевий бак діаметром 30 см і заввишки 40 см, заповнений берилієвмісною породою в суміші з парафіном. Зонд вставляють по центру бака в отвір за діаметром свердловинного приладу і реєструють кількість імпульсів залежно від рівня дискримінації. За низького рівня дискримінації кількість реєстрованих імпульсів на виході каналу буде велика, оскільки разом з імпульсами від нейтронів будуть реєструватись імпульси й від γ -квантів. За високого рівня дискримінації повністю не реєструються γ -кванти, але й не реєструється також певна частина імпульсів від нейтронів, а тому кількість імпульсів на виході каналу різко зменшується. За проміжних рівнів дискримінації кількості імпульсів на виході каналу будуть близькі між собою, що й

відповідатиме оптимальному рівню. Отже, еталонувальний пристрій дає змогу контролювати стабільність роботи апаратури й ураховувати розпад джерела γ -квантів.

Щільність потоку фотонейтронів Φ_n прямо пропорційна концентрації берилію q в досліджуваній гірській породі: $\Phi_n = K \cdot q$, де K – коефіцієнт пропорційності, який ще називається перерахунковим коефіцієнтом і виражається кількістю імпульсів, що реєструються протягом 1 хв за вмісту берилію 1 %. Він залежить від густини середовища, його здатності поглинати γ -кванти, уповільнювати і захоплювати нейтрони, а також від геометричних умов реєстрації нейтронів. Цей коефіцієнт визначається на рудних моделях з відомим (і різним) вмістом берилію. Коефіцієнт K визначають щотижнево за систематичної роботи на родовищі у зв'язку з малим періодом піврозпаду джерела γ -квантів $^{124}_{51}\text{Sb}$. Точкою запису кривої ГНК є середина довжини зонда.

Чутливість ГНК на берилій досить висока, що зумовлено великою проникною здатністю γ -випромінювання і досить значною ефективною масою досліджуваної гірської породи. Глибинність дослідження становить 5–20 см за густини породи, близької до $2,7 \text{ г/см}^3$, і частково компенсує незначну ймовірність взаємодії γ -квантів з ядрами берилію. На кривій ГНК рудопрояви берилію виділяються однозначно, оскільки фотоядерна реакція на ядрах інших елементів не відбувається. Оскільки природний фон нейтронів у свердловині дуже незначний (становить кілька імпульсів на хвилину), то метод ГНК характеризується високою чутливістю навіть до малих концентрацій берилію в породі (до 0,01 % BeO).

Вплив нейтронних і гамма-променевих властивостей середовища. Первинне випромінювання в ГНК являє собою потік γ -квантів, зареєстроване – потік вторинних нейтронів ("фотонейтронів"), тому щільність нейтронів, що вимірюється в ГНК, залежить як від γ -променевих, так і від нейтронних властивостей середовища.

Урахування γ -променевих властивостей середовища спрощується за рахунок того, що для γ -квантів джерела ^{124}Sb (з енергією 1,691 MeV) та ^2H (з енергією 2,75 MeV) імовірність фотоелектричного поглинання дуже мала і взаємодія їх з електронними оболонками атомів визначається лише комптон-ефектом та ефектом

утворення електрон-позитронних пар. Тому інтенсивність жорстких γ -квантів, а відповідно і потік генерованих ними фотонейтронів, залежать від густини ρ досліджуваного середовища і не залежать від його ефективного атомного номера $Z_{\text{еф}}$.

За впливом нейтронних параметрів гірських порід ГНК близький до ННК. Хоч фотонейтрони і утворюються на невеликій відстані від детектора (8–10 см) і на шляху до нього не встигають повністю сповільнитися до теплових, енергія їх становить $\sim 0,02$ MeV – значно нижча, ніж енергія швидких нейтронів (~ 4 – 6 MeV) від ампульних джерел нейтронів. Тому вологість і нейтрон-поглинальні властивості середовища на показання ГНК впливають майже так, як і на ННК. Зміна показань зі збільшенням вологості пов'язана з різним геометричним розташуванням уповільнених і розсіяних нейтронів відносно детектора. За малої вологості у зв'язку з невеликим вмістом у гірській породі водню, який є найефективнішим сповільнювачем нейтронів, середня довжина пробігу їх у такому середовищі підвищена, і нейтронна хмара формується на значній відстані від детектора, якого досягає лише невелика кількість нейтронів. Зі збільшенням вмісту водню завдяки зменшенню довжини пробігу нейтронна хмара поступово наближається до детектора, чим і викликані максимальні показання приладу. За значної вологості хмара нейтронів знову віддаляється від детектора, тепер уже наближаючись до джерела, і показання приладу зменшуються.

Уявлення про вплив на результати ГНК елементів з великим перерізом поглинання нейтронів, які зустрічаються на рідкісно-металічних берилієносних родовищах, дає табл. 9.1, в якій наведено їхню кількість, еквівалентну зменшенню вмісту Be на 1 %.

Отже, на показання ГНК, крім концентрації берилію та дейтерію, впливають γ -променеві й особливо нейтронні властивості гірської породи. У разі використання звичайних зондів зростання густини породи збільшує показання ГНК, а вплив вмісту водню різний залежно від розміру зонда і діаметра свердловини. Присутність у породі елементів з високим перерізом поглинання нейтронів у всіх випадках зменшує показання ГНК.

На результати ГНК впливають також підвищені концентрації природних радіоактивних елементів (урану і торію), випромінювання яких може викликати на ядрах берилію ядерну реакцію

типу (α, n) та елементів, які інтенсивно поглинають нейтрони (бор, кадмій, рідкісноземельні метали, хлор та ін.). Підвищений вміст радіоактивних елементів може призвести до збільшення нейтронного фону і зниження чутливості методу. Присутність елементів зі значним перерізом захоплення нейтронів навпаки знижує показання польового вимірювального приладу і відповідно знижує вміст берилію і дейтерію. Зміна вмісту водню (водонасиченості) і густини середовища спричиняють незначний вплив на дані γ -нейтронної зйомки. Але зі збільшенням густини або вологості глибинність методу зменшується.

Таблиця 9.1

Еквівалентний вміст нейтронопоглинальних елементів*

(за Сальцевичем В.Б. і Крапивським Є.І. [40])

Елемент	σ , барн	Σ/ρ , см ² /г	Еквівалентний вміст, %
Gd	44 000	210,0	0,006
B	757	42,0	0,031
Cd	2 537	17,5	0,075
Li	71	6,15	0,21
Hg	374	1,07	1,22
In	194	1,02	1,28
Cl	33	0,56	2,36
Co	38	0,039	2,38
Ag	64,8	0,36	3,64
Mn	13,2	0,14	9,4
Ta	21,0	0,07	18,7
W	19,2	0,063	20,8
Fe	2,6	0,038	47,0

* Перерізи σ і Σ та еквівалентний вміст наведено для теплових нейтронів.

Найповніше вплив усіх наведених вище факторів у ГНК можна врахувати градуванням апаратури в умовах, характерних для ділянки досліджень.

Пласти, що містять підвищені концентрації берилію, на кривих ГНК виділяються підвищеними значеннями щільності теплових нейтронів (рис. 9.2), оскільки природний нейтронний фон у свердловинах практично відсутній.

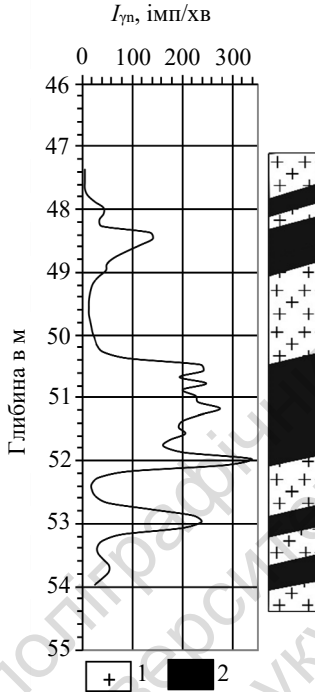


Рис. 9.2. Виділення берилієвих руд по кривій $I_{\gamma n}$
(за Дяконовим Д.І.):
1 – граніт; 2 – берилієва руда

Гамма-нейтронний метод визначення дейтерію. Для фоторозщеплення дейтерію застосовуються γ -кванти з енергією, вищою за енергію зв'язку нейтрона в ядрі дейтерію, яка становить 2,226 MeV. Для її здійснення замість джерела ^{124}Sb застосовується ізотоп з вищою енергією γ -випромінювання. У процесі визначення дейтерію фотонейтронним методом як джерело γ -квантів найчастіше використовують ізотоп ^{24}Na , енергія γ -випромінювання E_{γ} якого – 1,38 і 2,75 MeV, іноді ^{56}Co з $E_{\gamma} = 3,25$ MeV.

Отже, є принципова можливість відбивати водонафтові контакти (ВНК) у нафтових свердловинах за допомогою γ -нейтронного методу, що ґрунтується на відмінності вмісту у воді й нафті дейтерію, а також ізотопу вуглецю ^{13}C .

Вміст дейтерію у нафті в середньому в 1,5 раза більший, ніж у воді, а ізотоп ^{13}C у воді взагалі відсутній, тому нафтоносна частина пласта відзначається підвищеними значеннями інтенсивності теплових нейтронів $I_{\gamma n}$, що утворилися в результаті ядерної реакції (γ, n) . Основна перевага цього методу за відбивки ВНК – незалежність його результатів від мінералізації пластових вод. Оскільки ізотоп ^{13}C характеризується порогом реакції (γ, n) , що дорівнює 4,95 МеВ, то, визначаючи вуглець, потрібно застосовувати джерело γ -квантів з енергією близько 5 МеВ.

9.3. Хід проведення гамма-нейтронного каротажу

Підготовка каротажної апаратури, майданчика, станції та обладнання до проведення робіт на свердловині для γ -нейтронного каротажу такі ж, як і для ГК. Відмінність полягає в тому, що для реєстрації фотонейтронів і подавлення фону розсіяного γ -випромінювання необхідно вибирати і встановити рівень нижнього порогу дискримінації. Для цього використовується так звана безрудна модель – заповнена водою свердловина, яка не перетинає берилієвмісних товщ. Інтегральний спектр імпульсів "безрудної моделі", зареєстрований детектором від джерела сурьми-124, знімається за різних рівнів дискримінації. Визначається залежність швидкості рахунку імпульсів від рівня дискримінації. За цією залежністю встановлюється робочий рівень дискримінації, за якого інтегральна швидкість рахунку γ -квантів не перевищує 2–4 імп/хв.

Запис каротажної діаграми для аналогової реєстрації виконується в масштабі глибин 1 : 200 з деталізацією рудних інтервалів у масштабі 1 : 50. Для цифрового запису крок квантування (інтервал усереднення) даних становить 50 або 10 см. Швидкість руху свердловинного приладу становить 150–200 м/год з постійною часу інтегрувальної комірки 3–6 с. Точковий ГНК виконується у випадках, коли неперервна реєстрація нездійсненна через технічні або інші причини. У цих умовах відліки беруться через 0,5 м з деталізацією аномалій через 10 см. До і після каротажу виконуються контрольні вимірювання з контрольним джерелом для

перевірки стабільності роботи апаратури. Результати не повинні відрізнятись більш ніж на 10 %. Якість каротажу перевіряється повторними вимірюваннями в обсязі, не меншому ніж 10 % від загального метражу каротажних робіт.

9.4. Завдання та область застосування гамма-нейтронного каротажу

Природний нейтронний фон у свердловинах незначний. Пласти, що містять навіть у невеликих концентраціях берилій або дейтерій на кривій ГНК, виділяються підвищеними значеннями щільності теплових нейтронів. Завдяки високій чутливості ГНК використовують для пошуків родовищ берилію і супутніх йому елементів шляхом дослідження вторинних ореолів і потоків розсіяння Ве. Гамма-нейтронний каротаж широко застосовують у ході пошуків і розвідки берилієвмісних рідкіснометалічних родовищ і підрахунку запасів Ве.

Слід відзначити, що природні концентрації Ве часто супроводжуються підвищеним вмістом інших рідкісних елементів. Кожен тип берилієвих родовищ характеризується специфічною асоціацією рідкісних елементів, яка зумовлена парагенезисом мінералів берилію (берил, фенакіт, берtrandит та ін.) з молібденітом, каситеритом, вольфрамітом, колумбітом, літій- і цезієвмісними слюдами тощо. Для пегматитів характерна асоціація Ве із Sn, Nb, Li, Rb, Cs, Ta, U, Th, Zr, Hf, рідкісноземельними елементами. У скарнах проявляється зв'язок Ве з Mo, W, Zn, Cu, Pb; у грейzenах – із W і Sn. Гамма-нейтронний каротаж на берилій може бути засобом пошуків і оцінки рудопроявів цих металів.

У нафтових свердловинах γ -нейтронним методом можна відбивати водонафтові контакти, що базується на різниці вмісту у воді й нафті дейтерію, а також ізотопу вуглецю ^{13}C .

Експресне γ -нейтронне визначення дейтерію у природних водах має важливе значення для вирішення багатьох завдань, зокрема гідрогеологічних дослідженнях, пошуках родовищ нафти і газу тощо. Дослідження з визначення дейтерію проводяться в лабораторних і свердловинних умовах.

Використовуючи свердловинні джерела γ -квантів великих енергій, сфера застосування γ -нейтронного каротажу може бути розширена. Зокрема, ним можна визначати й оцінювати вміст у гірських породах майже всіх елементів. Однак сучасні генератори γ -квантів (бетатрони) у свердловинах не використовують у зв'язку з їхніми великими габаритами.

Контрольні запитання

1. На якій ядерній реакції оснований γ -нейтронний метод?
2. Для визначення яких елементів застосовується γ -нейтронний метод в ядерно-геофізичних дослідженнях на сучасному етапі?
3. Чим обмежується застосування γ -нейтронного методу для визначення вмісту важких елементів?
4. Яке джерело використовують для визначення берилію γ -нейтронним методом?
5. Які джерела використовують для визначення дейтерію γ -нейтронним методом?
6. Для вирішення яких завдань у свердловинах перспективний γ -нейтронний метод визначення вуглецю?
7. Що затримує розробку свердловинної модифікації ГНК на елементи більш важкі, ніж берилій?
8. Які фактори впливають на результати γ -нейтронного каротажу?
9. З якою метою виконуються визначення вмісту дейтерію у свердловинах?

Література: [5, 8-12, 15, 17].

РОЗДІЛ 10

Нейтрон-нейтронний каротаж

Уперше нейтронний каротаж застосувала компанія *Well Services Inc.* у 1939 р. До ядерно-геофізичних методів, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід і руд, належать стаціонарні нейтрон-нейтронний, нейтронно-активаційний і нейтронний γ -методи та їхні імпульсні варіанти. Завдання, що виконуються за допомогою польових нейтронних методів, охоплюють різні етапи геологічних, геофізичних і геохімічних досліджень: картування, пошуки, розвідку, оцінку родовищ корисних копалин, а також опробування руд. Нейтронні методи застосовуються в польовому і лабораторному варіантах, але найширше – під час геофізичних досліджень свердловин.

Нейтронні методи ґрунтуються на взаємодії нейтронів, що генеруються джерелом нейтронів, з речовиною гірських порід. Ці взаємодії можуть приводити до цілої низки вторинних ефектів: пружного розсіяння (n, n'), випускання миттєвих γ -квантів у результаті реакцій ($n, n'\gamma$) і (n, γ), заряджених частинок і нейтронів унаслідок реакцій (n, α), (n, p), ($n, 2n$) і появи радіоактивних ізотопів. Перелічені ефекти використовуються в нейтронних методах, розглянутих нижче.

Нейтрон-нейтронний каротаж у ході ядерно-геофізичних досліджень застосовується у стаціонарному та імпульсному варіантах (рис. 10.1). У стаціонарному нейтрон-нейтронному каротажі (ННК) використовуються радіоізотопні джерела нейтронів, імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж (ІННК), оснований на застосуванні імпульсних генераторів нейтронів.

10.1. Стаціонарний нейтрон-нейтронний каротаж

В ядерній геофізиці використовується стаціонарний нейтрон-нейтронний каротаж з реєстрацією теплових або надтеплових нейтронів. Відповідні модифікації методу називають нейтрон-

нейтронним каротажем на теплових (ННК-Т) і надтеплових (ННК-НТ) нейтронах (рис. 10.1).

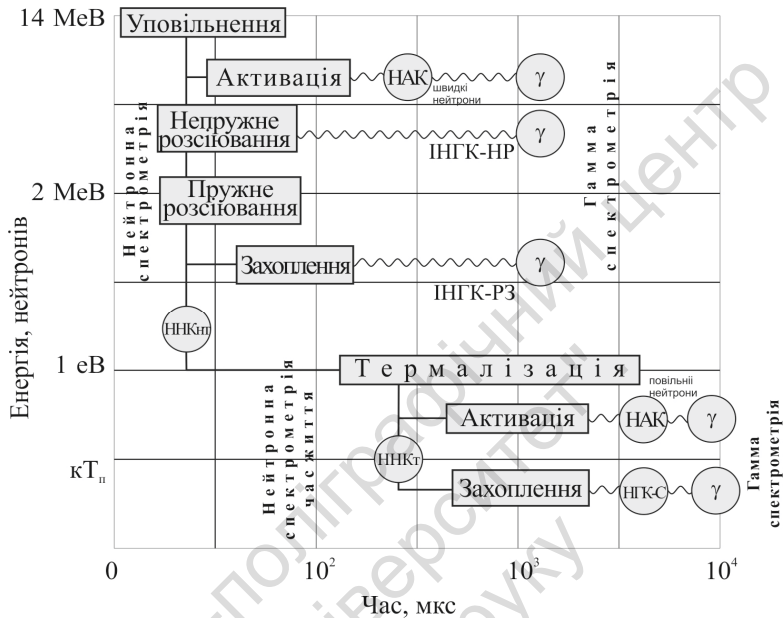


Рис. 10.1. Схематичний розподіл нейтронних методів ядерної геофізики згідно з фізичними процесами (за Кожевниковим Д. А.)

10.1.1. Фізична суть стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу

Стаціонарний нейтрон-нейтронний каротаж (ННК) оснований на дослідженні трансформації первинного нейтронного випромінювання радіоізотопного джерела гірськими породами, тобто особливостей нейтронного поля, що встановилось у даній породі або руді після поміщення в неї джерела швидких нейтронів. В основі методу лежать процеси непружного розсіювання ($n, n'\gamma$) та радіаційного захоплення (n, γ) нейтронів.

Поле нейтронів визначається сповільнюваними і поглинальними властивостями середовища. Найважливіші параметри сповільнення нейтронів: довжина сповільнення L_c і час сповільнення t_c в основному залежать від концентрації водню в гірських породах.

Поглиналильні властивості середовища визначаються такими параметрами: довжиною дифузії L_0 , коефіцієнтом дифузії D і середнім часом життя нейтрона τ , які залежать від вмісту в середовищі елементів з великим перерізом захоплення нейтронів (В, Li, Cd, Mn, Gd, Cl та ін.).

Розподіл розсіяного нейтронного випромінювання в середовищі описується досить складним інтегрально-диференціальним рівнянням Больцмана, точне рішення якого отримано лише для незначної кількості часткових випадків. У зв'язку із цим просторово-енергетичний розподіл нейтронів у середовищі визначають експериментально або шляхом застосування наближених методів. У загальному вигляді залежність щільності потоку теплових і надтеплових нейтронів від нейтронних характеристик гірських порід наближено описується емпіричною формулою

$$\Phi_i = \frac{Q \cdot (1-\eta) \cdot \tau_i \cdot v_i}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot L_i^3} e^{-\frac{r\sqrt{2}}{L_i}}, \quad (10.1)$$

де Φ_i – щільність потоку нейтронів (i – теплових або надтеплових); Q – інтенсивність (потужність) джерела швидких нейтронів, c^{-1} ; τ_i – середній час життя нейтронів (i – теплових або надтеплових); v_i – швидкість руху теплових або надтеплових нейтронів; L_i – довжина міграції відповідного випромінювання, яка дорівнює L_c для надтеплових нейтронів, L_d – для теплових нейтронів; η – імовірність поглинання нейтрона в процесі сповільнення (зазвичай) ця величина становить не більше 0,2–0,3).

Аналіз формули (10.1) показує, що розподіл надтеплових нейтронів визначається довжиною сповільнення L_c , яка залежить в основному від вмісту водню в породах. Вплив інших елементів на результати ННК зумовлений їхньою дією на параметр τ_t (ННК-Т). Тобто на щільність потоку надтеплових нейтронів ($\Phi_{нт}$) впливає довжина сповільнення L_c (вміст водню), а на щільність потоку теплових нейтронів (Φ_t) – крім вмісту водню, ще й середній час життя нейтронів (τ_t). Відповідно до цього ННК найчастіше використовується для визначення:

- водонасичення гірських порід;
- пористості гірських порід;
- вмісту елементів зі значним перерізом захоплення теплових нейтронів (Cd, Gd, В, Mn, Li, TR, Hg, Cl та ін.).

Нейтрон-нейтронний каротаж на надтеплових нейтронах (метод щільності надтеплових нейтронів) оснований на реєстрації інтенсивності надтеплових нейтронів $I_{н,нт}$ по розрізу свердловини, що виникають, опромінюючи гірські породи джерелом швидких нейтронів.

Щільність надтеплових нейтронів визначається головним чином уповільнювальними властивостями (водневмісністю) середовища і практично не залежить від його поглинальних властивостей (наявності елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів). У цьому і є перевага ННК-НТ перед іншими нейтронними методами дослідження свердловин. Щільність реєстрованих надтеплових нейтронів залежить також від довжини зонда. У ННК-НТ використовуються доінверсійні, інверсійні та заінверсійні зонди (рис. 10.2).

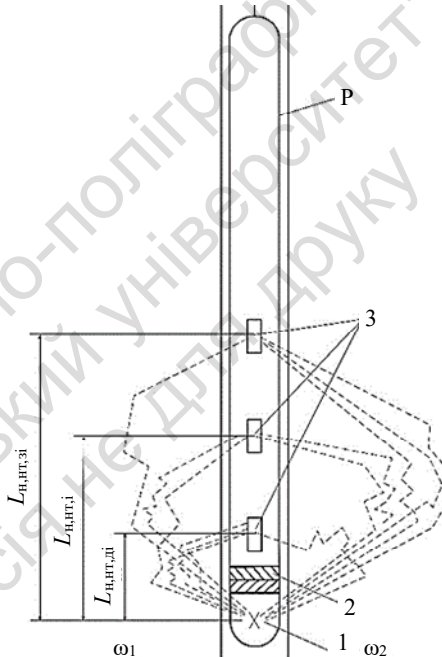


Рис. 10.2. Схема свердловинної установки

нейтрон-нейтронного методу за надтепловими нейтронами:

1 – джерело нейтронів; 2 – екран; 3 – детектор; Р – корпус зонда;
 $L_{н,нт,ді}$, $L_{н,нт,і}$, $L_{н,нт,зі}$ – довжини доінверсійних, інверсійних і заінверсійних зондів відповідно; ω_1 , ω_2 – об'ємна водневмісність двох середовищ ($\omega_1 > \omega_2$)

За малих (доінверсійних) довжин зонда зі збільшенням об'ємної водневмісності ω гірських порід інтенсивність $I_{\text{н,нт}}$ підвищується, за великих (заінверсійних) зондів – знижується (рис. 10.3).

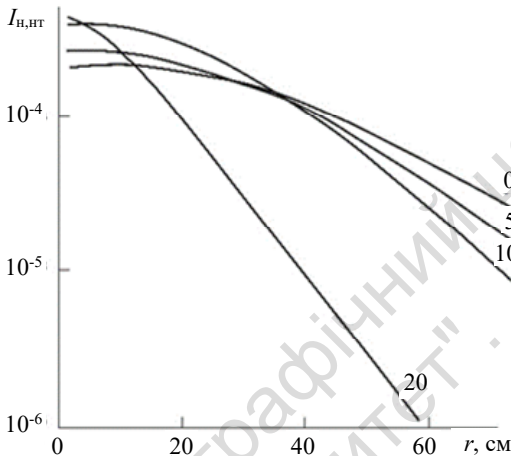


Рис. 10.3. Криві залежності інтенсивності надтеплових нейтронів $I_{\text{н,нт}}$ від відстані r між джерелом і детектором.
Шифр кривих – ω (%)

Зонд з розміром, за якого відбувається зазначена зміна характеру зв'язку $I_{\text{н,нт}} = f(\omega)$, є інверсійним, і на його показання практично не впливає зміна водневмісності.

Зміна розміру зонда впливає на глибинність ННК-НТ: зі збільшенням розміру зонда глибинність підвищується, потім досягає деякого максимального значення і починає зменшуватися. У практиці зазвичай використовують заінверсійні зонди, за якими показання ННК-НТ перебувають у зворотній залежності від водневмісності (рис. 10.4), що близька до експоненціальної.

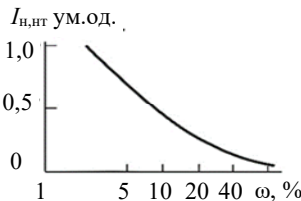


Рис. 10.4. Кореляційна залежність $I_{\text{н,нт}} = f(\omega)$

Глибинність дослідження $R_{н,нт}$ (радіус циліндричного шару, з якого надходить до детектора 90 % нейтронів) залежить в основному від водневмістості й густини досліджуваного середовища (рис. 10.5).

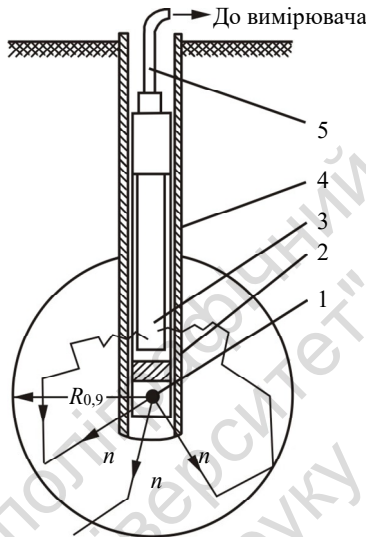


Рис. 10.5. Вимірювальна схема нейтрон-нейтронного каротажу:

- 1 – радіоізотопне джерело нейтронів; 2 – захисний екран; 3 – детектор нейтронів;
4 – корпус зонда; 5 – кабель зв'язку; $R_{0,9}$ – глибинність досліджень

Глибинність прямо пропорційна одному з основних параметрів, що характеризує взаємодію нейтронів з речовиною породи, – довжині сповільнення: $R_{0,9} \approx 2L_c$, де L_c – довжина сповільнення.

Зі збільшенням вмісту водню в середовищі параметр L_c зменшується, отже, зі зростанням об'ємної вологості глибинність нейтронного методу падає. Для оцінки цього зв'язку використовують наближену формулу

$$R_{0,9} \gg 15 \sqrt{100/\omega_{об}}, \quad (10.2)$$

де $\omega_{об}$ – об'ємна вологість, виражена у відсотках.

Значення $R_{н,нт}$ також зменшується з підвищенням густини гірських порід.

Отже, глибинність ННК-НТ, як і інших нейтронних методів, за розрізом свердловини є величина змінна. Вона більша в низькопористих чистих пісковиках, щільних карбонатних і газоносних пластах і менша – у високопористих породах, насичених нафтою або водою, глинистих осадах і гіпсах. Мінералізація флюїду, що заповнює поровий простір гірських порід, практично не впливає на показання ННК-НТ.

Суть нейтрон-нейтронного каротажу на теплових нейтронах (методу щільності теплових нейтронів) полягає в дослідженні інтенсивності теплових нейтронів за розрізом свердловини на заданій відстані (довжині зонда) від джерела швидких нейтронів, які в результаті уповільнення породотвірними елементами знизили свою енергію до теплових.

Щільність теплових нейтронів визначається кількістю нейтронів, що сповільнилися до теплової енергії, кількістю нейтронів, які поглинуло досліджуване середовище, а також довжиною зонда. Зареєстрована інтенсивність теплових нейтронів $I_{н,т}$ в ННК-Т залежить від уповільнювальної та поглинальної властивостей гірських порід, тобто від водневмісності й наявності елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів.

У ході роботи заінверсійними зондами зі збільшенням водневмісності інтенсивність $I_{н,т}$ знижується. Вплив елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів на $I_{н,т}$ зумовлений величиною перерізу захоплення σ_z , а також концентрацією в гірській породі елементів-поглиначів. З підвищенням концентрації елементів з високим перерізом захоплення щільність теплових нейтронів падає. Завдяки цьому ННК-Т чутливий до вмісту елементів-поглиначів теплових нейтронів (хлору, бору, кадмію тощо).

Зонди ННК-Т за довжиною поділяються на доінверсійні, інверсійні та заінверсійні. Однак розміри доінверсійних та інверсійних зондів ННК-Т трохи більші, ніж для каротажу по надтеплових нейтронах (ННК-НТ). Це пояснюється тим, що в ННК-Т залежність теплових нейтронів від водневмісності за різних довжин зондів визначається довжиною уповільнення теплових нейтронів, коефіцієнтом дифузії, довжиною дифузії й часом життя теплових нейтронів, яке контролюється в основному наявністю елементів-поглиначів, тоді як в ННК-НТ – тільки довжиною сповільнення теплових нейтронів.

Радіус дослідження ННК-Т становить

$$R_{н,т} = 2 \cdot \sqrt{L_c^3 + L_d^2}, \quad (10.3)$$

де L_c – довжина сповільнення; L_d – довжина дифузії.

В окремих випадках слід урахувувати залежність щільності потоку нейтронів, що сповільнюється в середовищі, від густини його скелета. Зміна густини скелета породи викликає зміщення градуовальної лінії. Підраховано, що похибка вимірів водонасичення може досягати 3 % абсолютного вмісту води за варіації густини скелета породи від 1,4 до 1,8 г/см³. Отже, за змінної густини порід потрібно використовувати не один, а кілька градуовальних графіків, кожен з яких відповідає певному значенню густини середовища (рис. 10.6). Введення подібних поправок не являє собою складності, оскільки сучасна апаратура дозволяє вимірювати не тільки водонасичення, але й густину породи.



Рис. 10.6. Градуовальні графіки приладу нейтрон-нейтронного каротажу: 1 – за високої густини; 2 – за низької густини

10.1.2. Методика досліджень методом стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу

У процесі ННК-НТ щільність надтеплових нейтронів вимірюється за допомогою свердловинної установки, що включає джерело нейтронів і розташований на відстані довжини зонда $L_{н,нт}$ від нього детектор надтеплових нейтронів (див. рис. 10.1). Зазвичай для вивчення розрізів свердловин ННК-НТ використовують заінверсійні зонди завдовжки $L_{н,нт} = 25\text{--}40$ см.

Вибираючи швидкість руху зонда і постійної часу інтегральної комірки τ_k інтегратора, керуються тими ж міркуваннями, що і для γ -каротажу. Швидкість переміщення свердловинного приладу в нафтових і газових свердловинах установлюють таку ж, як і для γ -каротажу, оскільки криві ГК і ННК-НТ зазвичай записуються одночасно. Величина τ_k має бути такою, за якої середня квадратична похибка вимірювань за рахунок згладжування кривих і впливу статистичних флуктуацій не перевищує 3 %. Масштаб глибин установлюється 1 : 200 в інтервалі продуктивної товщі та 1 : 500 в інших частинах розрізу.

Для спеціальних досліджень у нафтогазових свердловинах з відбивки газодояного контакту (ГВК), газонафтового контакту (ГНК) масштаб глибин становить 1 : 50. У ході дослідження рудних свердловин методика вибору швидкості переміщення свердловинного приладу, постійної часу τ_k і масштабу глибин різні для кожного типу корисних копалин. У рудних і вугільних свердловинах основний запис виконують у масштабі глибин 1 : 200, а для детальних досліджень – у масштабі глибин 1 : 50.

Масштаб запису кривих ННК-НТ подають в (імп/хв)/см), умовних одиницях або в умовних нормалізованих одиницях $I_{н,т, у.о.}$.

Для визначення умовної одиниці використовують градувальний пристрій, що являє собою бак діаметром 0,8 м і заввишки 2 м, заповнений водою з мінералізацією до 0,5 г/л. Свердловинний прилад розташовують по центру бака так, щоб нейтронне джерело і детектор були на однаковій відстані від дна бака і поверхні води. За умовну одиницю береться величина: $I_{н,т, у.о.} = I_{н,т, дж} - I_{н,т, ф}$, де $I_{н,т, дж}$ та $I_{н,т, ф}$ – швидкості рахунку в еталонувальному пристрої (баку) зі вставленим джерелом нейтронів і без нього (фон) відповідно. Масштаби запису кривих ННК-НТ – 0,05–0,2 ум. од./см.

У практиці польових робіт найширше застосовується двоканальна радіометрична апаратура (див. табл. 5.2), розрахована на вимірювання інтенсивності інтегрального γ -випромінювання та нейтронного випромінювання і призначена для вивчення свердловин методами ГК, ГГК, НГК, ННК-НТ і ННК-Т. За допомогою апаратури одночасно проводять по два методи: ГК і ГГК, ГК і НГК, ГК і ННК-НТ або ГК і ННК-Т. Зміна комплексу досліджень

проводиться за зміни свердловинного зонда і джерел радіоактивного випромінювання.

Апаратура типу ДРСТ складається із двоканального свердловинного приладу і наземної частини, що включає панель управління і блок живлення. Свердловинний прилад являє собою двоканальний сцинтиляційний радіометр, що має два вимірювальні канали. Один із них служить для реєстрації кривих ГК, а другий (зі змінними детекторами) – для реєстрації кривих ГГК, НГК, ННК-Т і ННК-НТ.

У приладі використано сцинтиляційні лічильники для реєстрації γ -випромінювання і нейтронів. Детекторами надтеплових нейтронів служать пропорційні бор-фтористі газорозрядні або сцинтиляційні лічильники теплових нейтронів (люмінофори типу ЛДН), оточені зовні парафін-борним фільтром. Принцип роботи таких лічильників такий. Із навколишнього середовища на свердловинний прилад надходять нейтрони теплових і надтеплових енергій. Теплові нейтрони поглинаються кадмієм або бором, який є зовнішнім покриттям таких індикаторів. Надтеплові нейтрони, пройшовши безперешкодно зовнішній екран, сповільнюються парафіном до теплових енергій і реєструються детектором так само, як і в ННК-Т.

Свердловинний прилад ННК-Т відрізняється від приладу, що використовується в ННК-НТ тим, що детектором в ньому є індикатор теплових нейтронів. Як індикатори теплових нейтронів використовуються пропорційні газорозрядні лічильники або сцинтиляційні лічильники із сірчистого цинку – $ZnS(Cu)$ або $ZnS(Ag)$.

Показники зондів ННК-Т залежать від водневмісності – $I_{н,т} = f(\omega)$. Оптимальна довжина зонда ННК-Т для вивчення нафтових і газових свердловин становить 30–50 см. Довжина зондів, що застосовуються у вугільних і рудних свердловинах, залежить від густини корисних копалин. Глибинність дослідження ННК-Т перебуває у зворотній залежності від водневмісності й густини, отже, це величина змінна, що змінюється в невеликих межах. Під час дослідження нафтових і газових свердловин глибинність ННК-Т становить 20–30 см.

Оскільки радіус дослідження ННК-Т малий, то щільність теплових нейтронів, що реєструється залежить не тільки від

нейтронних властивостей гірських порід, а й від конструктивних особливостей свердловини і свердловинного приладу (співвідношення їхніх діаметрів), наявності або відсутності обсадних колон і цементу, наявності глинистої кірки, хлоровмісності промивної рідини, положення приладу відносно осі свердловини тощо. Вплив усіх перелічених факторів (за винятком хлоровмісності промивної рідини) на показання ННК-Т аналогічний, як і для ННК-НТ, тільки дещо меншою мірою, оскільки радіус дослідження методу щільності теплових нейтронів трохи більший, ніж методу щільності надтеплових нейтронів.

У процесі застосування методики двозондових вимірювань ННК-Т значно знижується вплив свердловини і конструктивних особливостей вимірювальної апаратури на досліджувані параметри пластів, підвищуються якість і достовірність одержуваної інформації, зникає потреба використання опорних пластів за кількісної інтерпретації результатів вимірювань. Зазначена методика дослідження свердловин реалізована за допомогою апаратури багатозондового нейтрон-нейтронного каротажу, яка дозволяє вимірювати щільність теплових нейтронів та інтенсивність природного γ -випромінювання зондами двох розмірів.

У ході дослідження свердловини апаратура багатозондового нейтронного каротажу дає змогу безпосередньо записувати за допомогою операційного пристрою відношення A показань ННК-Т на малому і великому зондах, а також декремент просторового зменшення щільності теплових нейтронів. З'являється можливість отримувати сумарну водневмісність пластів (пористість) за розрізом. Як уже зазначалося, у процесі ННК-НТ збільшення хлоровмісності промивної рідини практично не впливає на зареєстровану величину щільності надтеплових нейтронів, а під час ННК-Т щільність теплових нейтронів зменшується, причому приблизно однаковою мірою по всьому розрізу свердловини.

Зона проникнення фільтрату промивної рідини знижує чутливість ННК-Т до хлоровмісності гірських порід. У зв'язку із цим дослідження ННК-Т з метою вивчення хлоровмісності колекторів проводять у закріплених свердловинах з відновленим початковим розподілом хлору в зоні навколо свердловини. Методики свердловинних досліджень ННК-Т і ННК-НТ практично нічим не відрізняються.

10.1.3. Обробка та інтерпретація даних стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу

Обробка та інтерпретація діаграм ННК за надтепловими нейтронами починається з розчленування розрізу і виділення порід з різним водневмістом.

У ході обробки та інтерпретації даних стаціонарного ННК слід ураховувати низку особливостей, що впливають на отримані дані.

Вплив свердловинних умов на показання нейтронного каротажу. Каротажний інструмент ННК реагує на наявність водню (точніше – густини водню, локалізованого в середовищі поблизу свердловини) у пласті за допомогою такого параметра, як довжина сповільнення (L_c). Крім власне величини пористості, пов'язаної з L_c , існують інші чинники. Тому достовірність даних ННК значно знижується через труднощі врахування впливу на показання каротажного інструменту змін свердловинних умов, особливо за наявності глинистої кірки, нерівномірної її товщини і зміни діаметра свердловини. Зважаючи на невисоку глибинність дослідження ННК-НТ (близько 25 см), на зареєстровану інтенсивність надтеплових нейтронів більшою мірою впливають саме свердловинні умови.

Промивна рідина свердловини збільшує вміст водню у середовищі в радіусі дії зонда ННК. У результаті цього показання ННК знижуються, а відносна різниця в показниках ННК навпроти порід різного складу зменшується. Вплив свердловини тим більший, чим більший її діаметр і чим менша пористість порід. Віддалення зонда ННК від стінки свердловини, наприклад через глинисту кірку, також сприяє збільшенню вмісту водню в навколишньому середовищі й знижує показання ННК. Це зниження може бути досить значним, особливо за малої пористості порід.

Перелік пластових і свердловинних умов, що спричиняють вплив на показання ННК, подано в табл. 10.1.

Найвпливовішим фактором є діаметр свердловини. Чим більше водню у свердловинному просторі (навколо джерела та детекторів), тим менш чутливий інструмент до зміни вмісту водню у пластах гірських порід. Отже, перша поправка, яка має бути зроблена, це поправка за діаметр свердловини.

Таблиця 10.1

Пластові й свердловинні умови, що впливають на показання нейтрон-нейтронного каротажу для визначення пористості

Пласт	Свердловина
Тип матриці	Бурова рідина
Пористість	Мінералізація бурової рідини
Тип порового флюїду	Температура
Водневий індекс (НІ)*	Тиск
Густина	Глиниста кірка
Мінералізація води	Геометрія
Температура	Діаметр
Тиск	Овальність
	Положення інструменту

* Водневий індекс НІ визначається з емпіричного рівняння: $HI = 1 - 2,93 \times 10^{-3}M - 5,34 \times 10^{-5}M^2$, де мінералізація води М виражена в масових відсотках.

Другим за значущістю є центрування приладу у перетині свердловини. Також впливає температура, тиск, густина промивальної рідини, щільність водню у пласті (виражена через водневий індекс) (табл. 10.2).

Таблиця 10.2

Водневий індекс деяких речовин
(за Dr. Glover P.)

Речовина	Формула	Атомна маса неводневого елемента*		Кількість атомів неводневого елемента в молекулі речовини		Кількість атомів водню в молекулі речовини	Відносна густина	Водневий індекс НІ	
Чиста вода	H ₂ O	16		1		2	1,000	1,000	
Нафта	(CH ₂) _x	12		1		2	0,780	1,003	
Метан	CH ₄	12		1		4	ρ _м	2,25ρ _м	
Газ	C _{1,1} H _{4,2}	12		1,1		4,2	ρ _г	2,17ρ _г	
Кварц	SiO ₂	28	16	1	2	0	2,654	0	
Кальцит	CaCO ₃	40	12	16	1	1	3	0	
Гіпс	CaSO ₄ ·2H ₂ O	40	32	16	1	1	6	4	
								2,320	0,4855

*За місцем елемента у формулі.

Центр обсадної колони зазвичай зміщений щодо центра свердловини, внаслідок чого відстань від стінки колони до стінки свердловини по її перетину і з глибиною постійно змінюється. Залежно від цього і від положення, яке свердловинний прилад займає в колоні, відстань від стінки приладу до стінки свердловини може мати різні значення. Це впливає на показання нейтронного каротажу і практично не піддається врахуванню.

Ще одним досить важливим фактором є мінералізація пластових вод і свердловинної рідини. Підвищена мінералізація бурового розчину і пластової води (пов'язана зі збільшенням вмісту хлору) веде до зниження показань ННК-Т. Мінералізація вод спричиняє два конкуруючі впливи, які можуть змінювати потік теплових нейтронів. По-перше, додавання солі до води витісняє водень шляхом розчинення, зменшуючи індекс водню НІ. За максимальної концентрації NaCl (26 % мас.) НІ зменшується приблизно до 0,89. Цей вплив сам по собі буде мати тенденцію зменшувати уявну пористість через зменшення вмісту водню. Проте додавання NaCl збільшує поперечний переріз поглинання теплових нейтронів, що пригнічує тепловий потік. Тому за деяких умов, зокрема навпроти водоносних пластів з великою пористістю і високомінералізованими пластовими водами, вплив хлору може бути дуже значним і навіть переважним. Слід, однак, мати на увазі, що в необсаджений свердловині за наявності у пласті зони проникнення в результаті відтискування пластової води фільтратом бурового розчину хлор пластової води практично не буде позначатися на показаннях ННК-Т.

Температурний режим свердловини становить особливий інтерес під час нейтронного каротажу визначення пористості на теплових нейтронах, оскільки детектори на базі ^3He є найефективнішими за низької енергії нейтронів. Якщо температура навколишнього середовища набагато вища за стандартну, то ефективність виявлення "гарячих" термалізованих нейтронів буде зменшуватися порівняно з випадком, коли вони є низькоенергетичними.

З метою максимально уникнути завад за інтерпретації даних ННК-НТ зазвичай використовують відносні одиниці $J_{\text{н,НТ}}$ і одиниці подвійного різницевого параметра $\Delta J_{\text{н,НТ}}$, а також імовірнісну нормалізовану одиницю $\Delta J_{\text{н,НТ,імов}}$.

Оскільки в роботі із зондами великої довжини (заінверсійними) спостерігається зворотний зв'язок $I_{\text{н,НТ}}$ із водневмістом,

то породи, що мають у своєму складі велику кількість водню, відзначаються низькими показниками ННК-НТ, а породи з малим водневмістом – високими показниками. Зі збільшенням мінералізації пластових вод аномалії кривих $I_{н,т}$ проти водневмісних пластів виходять ще більш інтенсивними.

В обсадженої свердловині слід додатково враховувати вплив сталеної обсадної колони і цементного кільця в разі його наявності. Залізо є ефективним поглиначем теплових нейтронів, тому обсадна колона знижує щільність теплових нейтронів і, відповідно, показання ННК-Т. Аналогічна картина спостерігається і для ННК-НТ. Цемент складається з таких же мінералів, як і гірські породи, але відрізняється великим вмістом води – до 50 % від обсягу цементу. Тому його вплив такий же, як і бурового розчину, але за інших однакових умов дещо менший за величиною.

Вплив сталеної колони і цементного кільця призводять до того, що в обсадженої свердловині зв'язок між показаннями ННК і властивостями порід стає більш складним, ніж у необсаджених свердловинах, а інтерпретація даних нейтронного каротажу, особливо кількісна, сильно ускладнюється. У результаті ефективність нейтронного каротажу в обсаджених свердловинах значно знижується.

У сухій (незаповненою рідиною) свердловині внаслідок зменшення вмісту водню в середовищі показання ННК збільшуються; з переходом від заповненої рідиною до сухої частини свердловини показання ННК різко зростають.

Поправку за конструкцію і технічний стан свердловини у зареєстрованих значеннях $I_{н,нт}$ вираховують за спеціальними методиками.

Вплив літології на показання нейтронного каротажу.

Вплив літологічного складу оцінюється у процесі калібровки нейтронного зонда у водяних резервуарах із вапняку, які імітують пористе середовище. Під час калібрування у пісковиках з тією ж пористістю інструмент буде видавати нижчу істинну пористість. Для випадку доломітової формації "вапнякова" калібровка навпаки видаватиме вищу пористість. Отже, крива нейтронного каротажу традиційно маркується у "вапнякових" одиницях, що зумовлює істинні показання тільки в чистих водонасичених вапняках. А приведення до "пісковикової" або "доломітової" пористості здійснюється шляхом введення відповідних поправок.

На рис 10.7 представлено залежності для внесення поправок щодо отримання "вапнякової", "пісковикової", "доломітової" пористості. Свердловинний зонд калібрується у стандартних свердловинних умовах діаметром 200 мм за нормальних термобаричних умов. Верхня частина рисунку являє універсальну калібрувальну криву у водозаповненій 200 мм свердловині, яка дозволяє конвертувати виміряні співвідношення в довжину сповільнення L_c . Для даного випадку – $L_c = 11$ см.

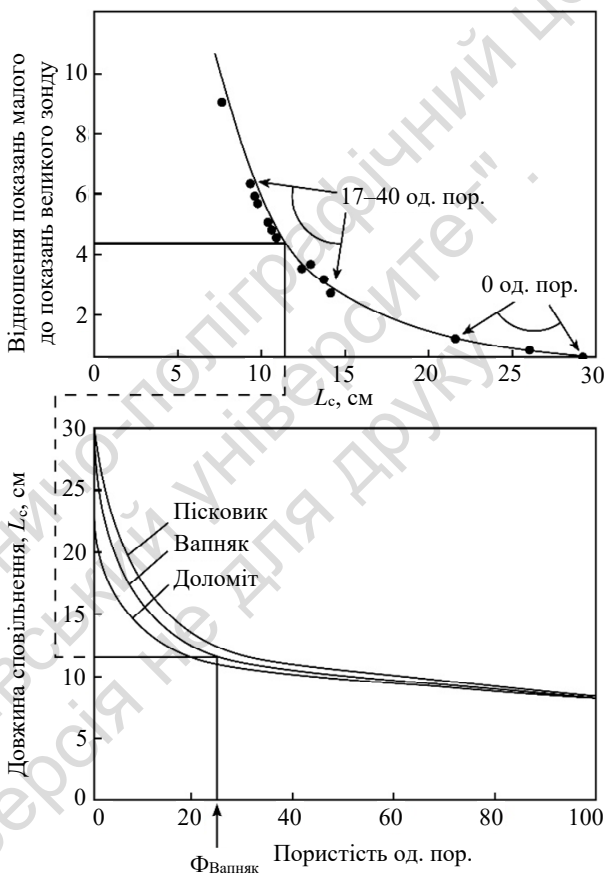


Рис. 10.7. Залежність довжини сповільнення L_c від пористості Φ у "вапнякових" одиницях (за Darwin V. Ellis)

Нижня панель на рис. 10.7 є зображенням варіації довжини уповільнення як функції пористості водонасичених: пісковика, вапняку та доломіту. Зазначена довжина уповільнення трансформується у значення "пористість" за допомогою залежності, наведеної на нижній частині рисунка. Зазвичай може бути чимала кількість значень параметра довжини уповільнення нейтронів для різних порід з різною водонасиченістю. Але на поданому рисунку нанесено три класичні формації. Верхня крива являє собою варіацію L_c у пісковиках з різною пористістю, середня крива характеризує вапняки і нижня крива відповідає доломітам.

Вплив глинистості. Однією з особливостей каротажних кривих нейтронної пористості є те, що вони показують завищені значення пористості в глинистих (сланцевих) зонах, що зумовлено насамперед підвищеною концентрацією водню, пов'язаного з мінеральною матрицею глинистих порід.

Вплив газонасичення. Як уже зазначалося, прилади ННК для визначення пористості калібруються на еталонних пластах, пори яких заповнені рідиною. Із цієї причини у газоносному пласті з водневою густиною, нижчою від величини, характерної для рідини, виникають похибки. Це відбувається внаслідок заміни рідини в порах газом, що значно впливає на довжину уповільнення нейтронів і таким чином на нейтронну пористість. Часткова заміна рідинної складової пласта набагато менш щільним газом збільшує тривалість уповільнення нейтронів, водночас нейтронна пористість зменшується. Зменшення нейтронної пористості є функцією, у першу чергу істинної пористості, ступеня водонасичення, густини газу і, певною мірою, літології. Заміна рідини у порах менш щільним газом також зменшує об'ємну густину пласта. Фактична величина зменшення нейтронної пористості залежатиме від об'єму пор, складу газової суміші та її густини.

Градація порід за водневмістом. Водень у гірських породах міститься у воді, нафті й вуглеводневих газах, що заповнюють поровий простір порід. Глинисті породи (глини, аргіліти, мергелі) мають велику пористість і, крім того, у складових їхніх мінералів (водних алюмосилкатах) перебуває значна кількість хімічно зв'язаної води. Тому глинисті породи відзначаються мінімальними показниками на кривій нейтронного каротажу. Тією чи

іншою мірою це зумовлено також збільшенням проти глинистих порід діаметра свердловини.

Цементовані щільні породи, що мають низьку пористість і отже малий вміст водню, відзначаються найбільшими показниками на кривій нейтронного каротажу. Таку характеристику на кривій нейтронного каротажу мають слабопористі вапняки і доломіт, ангідрити, щільні пісковики, метаморфічні й вивержені породи.

Показання нейтронного каротажу навпроти пісків, пісковиків, алевролітів і пористих різновидів карбонатних порід визначаються їхньою пористістю і вмістом в них глинистого матеріалу. Піщано-алевролітові пропластки найчастіше відзначаються підвищеними порівняно з глинистими показниками ННК, хоч іноді спостерігається протилежна картина. Навпроти пористих і глинистих карбонатних порід крива ННК проходить вище, ніж навпроти глин, що пов'язано з меншою пористістю цих порід.

Гіпси ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$), які містять велику кількість хімічно-зв'язаної води, відзначаються мінімумами кривої ННК, так само як і глинисті високопористі пласти. Загіпсованість пластів знижує показання ННК навпроти них.

Вміст водню у нафті й воді приблизно однаковий, тому нафтоносні пласти в першому наближенні відзначаються на кривій ННК практично так само, як і водоносні.

Газ через меншу його густину має і менший вміст водню. Тому газонасичені пласти відзначаються більш високими показниками на кривій ННК, ніж нафтоносні й водоносні пласти того ж літологічного складу і тієї ж пористості. Однак у необсаджених свердловинах унаслідок проникнення в газонасичені пласти фільтрату бурового розчину і відтискування ним газу від стовбура свердловини газонасиченість у межах радіуса дії нейтронного каротажу значно знижується. У результаті цього навпроти газонасичених пластів часто спостерігаються показники ННК такого ж порядку, як і навпроти водоносних і нафтоносних.

Вугільні пласти на кривих $I_{\text{н,т}}$ упевнено відзначаються мінімальними показниками, оскільки вони містять значну кількість водню (до 12 %).

Виділення меж пластів за показниками ННК нейтрон-нейтронного каротажу. Межі пластів з підвищеними значеннями $I_{\text{н,нт}}$ визначають з достатньою для практики точністю за початком

крутого підйому кривої (підосва пласта) і за початком крутого її спаду (покрівля пласта), пластів зі зниженими $I_{\text{н,нт}}$ – відповідно за початком спаду і за початком підйому кривої (рис. 10.8).

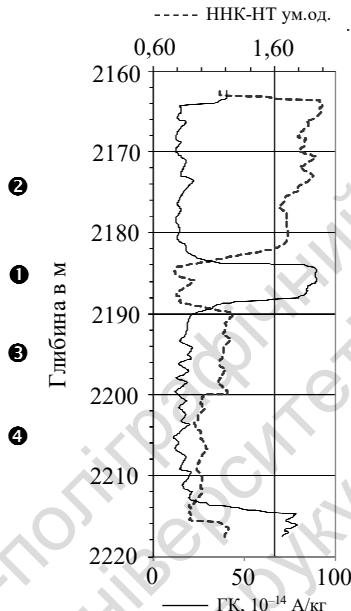


Рис. 10.8. Діаграми ГК і ННК-НТ для піщано-карбонатного розрізу нафтової свердловини (за Дяконовим Д.І.):

1 – глина; 2 – вапняк; 3 – нафтоносний пісковик; 4 – водоносний пісковик

До зареєстрованої амплітуди $I_{\text{н,нт}}$ проти пластів обмеженої потужності вносять поправки за спотворювальний вплив інерційності апаратури так само, як і в γ -каротажі.

Залежно від конкретних геологічних умов опорними пластами можуть служити неглинисті породи з пористістю, меншою за 3 % (щільні карбонати, ангідрити, деякі типи вивержених порід), чисті глини з досить постійною водневмісністю (44 %), породи із вмістом бору, що перевищує 2–3 %, або каверни проти глин і гідрохімічних осадів.

Визначення пористості за показниками нейтронного каротажу. У процесі визначення пористості гірських порід за даними

ННК-НТ надійні результати отримують, використовуючи двозондові вимірювальні установки, в яких на різних відстанях від джерела нейтронів розташовані два детектори надтеплових нейтронів. Двозондова установка ННК-НТ менш чутлива до впливу на дані досліджень умов вимірювання, конструктивних особливостей апаратури (точності центрування зонда, діаметра свердловини, товщини кожуха радіометра). У цьому випадку пористість визначають за залежністю декремент просторового зменшення щільності надтеплових нейтронів від коефіцієнта пористості. Декремент просторового зменшення щільності надтеплових нейтронів

$$\lambda_r = \frac{\ln I_{н,нт,1} / I_{н,нт,2} - \ln k_r}{L_{н,нт,2} - L_{н,нт,1}}, \quad (10.4)$$

де $I_{н,нт1}$ і $I_{н,нт2}$ – показники малого і великого зондів ННК-НТ в умовних одиницях відповідно; $L_{н,нт1}$ і $L_{н,нт2}$ – довжина малого і великого зондів ННК-НТ; k_r – коефіцієнт, що дорівнює відношенню чутливості детекторів.

Використовують зонди завдовжки $L_{н,1} = 40\text{--}45$ см і $L_{н,2} = 60\text{--}70$ см. За таких умов результати визначення пористості мало залежать від зміни мінералізації пластової води і промивної рідини, діаметра свердловини та ексцентриситету приладу у свердловині.

Відбивка водонафтового, газоводяного і газонафтового контактів. Відбивка ГВК і ГНК за даними ННК-НТ основана на відмінності об'ємного водневмісту в газоносній і водоносній або нафтоносній частинах розрізу. Це зумовлено тим, що газ у пласті має водневміст у $623/p$ разів і густину в $1340/p$ меншу, ніж вода і нафта (p – тиск газу в пласті). Отже, газоносні пласти за відсутності зони проникнення фільтрату промивної рідини або за її невеликих розмірів фіксуються на кривих ННК-НТ підвищеними показниками.

Відбивка водонафтового контакту ННК-Т за хлоровмістом у літологічно однорідних пластах однакової пористості можлива за підвищеної мінералізації пластових вод (понад $100\text{--}150$ г/л). Через відмінності хлоровмісту в нафтоносній і водоносній частинах пласта, а отже, більшого поглинання теплових нейтронів у водоносній частині відбувається збільшення щільності теплових нейтронів при переході від водоносної частини розрізу до нафтоносної. Ефект відбивки ВНК підвищується в закріплених і за-

цементованих свердловинах, які простояли тривалий час, протягом якого відбулося не тільки розформування зони проникнення, але й збагачення цементного кільця проти водоносної частини пласта розчином хлористого натрію з пластової води. У таких випадках ВНК на кривій ННК-Т відзначається ще більш різким збільшенням щільності теплових нейтронів під час переходу від водоносної частини розрізу до нафтоносної.

У разі неглибокої зони проникнення або неповного її розформування для виділення газоносних пластів досить ефективним є метод щільності надтеплових нейтронів із двома зондами різної довжини. У цьому випадку проти газоносних пластів спостерігається перевищення $I_{н,нт}$ великого зонда над $I_{н,нт}$ малого зонда, оскільки зі збільшенням довжини зонда в певних межах збільшується радіус дослідження ННК-НТ, а з підвищенням глибини дослідження підвищується водневміст середовища за рахунок зростання газовмісту у пласті з віддаленням від осі свердловини. Якщо зони проникнення фільтрату промивної рідини в газоносні пласти глибокі, то хороші результати дають повторні дослідження ННК-НТ через тривалий час у закріплених свердловинах (часові виміри), коли у просторі навколо свердловини відновлюється первинний розподіл водню.

10.1.4. Завдання та область застосування стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу

За допомогою нейтрон-нейтронного каротажу на надтеплових нейтронах вирішуються такі геологічні завдання: літологічне розчленування геологічного розрізу і визначення пористості порід, відбивка газоводяного і газонафтового контактів з водневмісту та деякі інші, що стосуються рудної та вугільної геології.

Об'ємний водневміст чистих пісковиків і карбонатів залежить передусім від їхньої пористості, тому за даними ННК-НТ оцінюють саме її. У ході встановлення пористості заглинених або загіпсованих гірських порід за ННК-НТ необхідно враховувати вплив водню, що міститься в глинистому матеріалі й гіпсі. Під час визначення пористості колекторів ННК-НТ має деякі переваги перед НГК і ННК-Т. Основна з них полягає в тому, що інтенсивність надтеплових нейтронів залежить тільки від водневмісту

і не чутлива до зміни хімічного складу флюїду, що насичує породу. Застосування ННК-НТ для оцінки пористості порід нині стримується труднощами врахування свердловинних умов вимірювання та через малу глибинність дослідження цим методом.

Важливою перевагою нейтронного методу визначення водневмісту в умовах природного залягання порід є значне об'ємне представництво вимірювань. Розсіяння та уповільнення нейтронів відбувається в деякому об'ємі досліджуваного середовища, і отримувані результати є усереднені за цим об'ємом. Як уже зазначалося, об'ємне представництво оцінюється глибинністю $R_{0,9}$, тобто радіусом сфери навколо джерела нейтронів, в якій розсіюються і сповільнюються 90 % реєстрованих нейтронів.

У діапазоні водневмісту від 50 до 15 % об'єм аналізованої проби становить 40–240 дм³. Ці цифри показують, що за величиною досліджуваного об'єму середовища нейтронний метод у багато разів перевершує метод визначення водонасиченості порід, пов'язаний з відбором проб та їхнім лабораторним аналізом.

У разі виділення газоносних пластів і визначення ГВК і ГНК, ННК-НТ рівноцінний нейтронному γ -каротажу (НГК) і ННК-Т. Однак у вивченні газоносних пластів перевага надається нейтронному γ -методу, оскільки в нього більша глибинність дослідження, а отже, меншою мірою свердловинні умови впливають на результати НГК.

Вугільні пласти на кривих ННК-НТ відзначаються мінімальними показниками $I_{\text{н,нт}}$.

У рудній геології ННК-НТ широко застосовують для виділення порід з високим вмістом бору (до 6–7 %), оскільки переріз реакції (n, α) зменшується зі збільшенням енергії нейтронів, і градувальний графік ННК-НТ лінійний в області великого вмісту бору на відміну від графіка ННК-Т.

Нейтрон-нейтронний каротаж на теплових нейтронах застосовують для літологічного розчленування розрізу свердловини за водневмістом; визначення пористості порід для відбивки водонафтового, газоводяного і газонафтового контактів, а також для виявлення елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів.

Повний вміст водню у породі пов'язаний не тільки з вільною вологою, але також зі зв'язаною водою, що є в мінералах та органічній речовині. Сповільнення нейтронів ядрами водню практично не залежить від форми знаходження його в даному середовищі, тому присутність зв'язаного водню може завищувати оцінку водонасичення, яку отримують у процесі використання нейтронних приладів. Однак насправді роль зазначеної обставини мала. Річ у тім, що найбільші кількості зв'язаної (кристалізаційної) води характерні для мінералів, що входять до складу глинистих порід. Але ці ж мінерали містять у відносно підвищених концентраціях домішки елементів, які інтенсивно поглинають нейтрони. Отже, зв'язаний водень та елементи-поглиначі вносять до результатів вимірювання водонасичення протилежні за знаком похибки, унаслідок чого відбувається взаємна компенсація розглянутих ефектів.

Найсприятливіші результати ННК-Т дає для вивчення чистих карбонатних відкладів, що не містять глинистого матеріалу. У таких випадках всі мінімуми кривих пов'язані з водоносними і нафтоносними колекторами і за ними легко розділити всю товщу на проникні й малопроникні шари.

Найефективнішим є ННК-Т під час дослідження колекторів з низькою і високою пористістю і за повного насичення пор пласта нафтою або слабомінералізованою водою. Для вивчення газоносних пластів з невисоким водневмістом ННК-Т рівноцінний ННК-НТ.

Слід зазначити, що сповільнені до теплової енергії нейтрони поглинаються ядрами елементів, присутніх у даній породі. Серед породотвірних елементів до інтенсивного поглинання нейтронів здатні Fe, Na, K, Cl. Із розсіяних елементів високим перерізом реакції (n, γ) характеризуються В, Cd, Li, Gd, рідкісноземельні метали та ін. Для бору також характерний значний переріз реакції (n, α). Наявність цих елементів у гірських породах може призвести до заниженої оцінки справжньої водонасиченості аналізованого середовища. Оскільки переріз захоплення нейтронів сильно змінюється від одного елемента до іншого, вплив поглиначів на точність визначення водневмісту неоднаковий. Так, концентрації бору в гірських породах близько 10^{-3} % уже достатньо, щоб викликати похибку вимірювання, яка становить 1 % абсолютного вмісту вологи, тоді як для створення такої ж похибки концентрація хлору має бути 10^{-2} %, а калію – близько 1 %.

Нейтрон-нейтронний каротаж на теплових нейтронах широко застосовують для виділення в розрізах свердловин елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів: бору, ртуті, літію, хлору, кобальту, вольфраму, марганцю, сурми, кадмію, а також деяких рідкісноземельних елементів.

ННК-Т також застосовують для виявлення у розрізах свердловин вугільних пластів, які відзначаються мінімальними показами.

10.2. Імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж

Нейтрон-нейтронний метод дослідження розрізів свердловин з використанням стаціонарних ампульних джерел нейтронів, коли гірська порода безперервно опромінюється потоком швидких нейтронів, дає змогу вивчати постійний у часі процес взаємодії нейтронів з породою, результати якого фіксуються або за щільністю надтеплових нейтронів ННК-НТ, або за щільністю теплових нейтронів ННК-Т. Водночас втрачається інформація про поведінку нейтронного поля у часі й таким чином ускладнюється або майже повністю виключається можливість роздільного вивчення окремих процесів взаємодії нейтронів з гірською породою. Це знижує загальну інформативність цих методів. Цього недоліку позбавлені методи, основані на вивченні змінного (імпульсного) нейтронного поля.

У геофізичних дослідженнях свердловин широко застосовують імпульсний нейтрон-нейтронний метод, за якого реєструється щільність теплових нейтронів. Імпульсний нейтрон-нейтронний метод за надтепловими нейтронами у практиці геологорозвідувальних робіт не знайшов застосування.

Макроскопічний переріз поглинання теплових нейтронів, вимірний в одиницях захоплення (у.о.) в ІННК, носить назву *сігми* (Σ_a) і є параметром так званого *сігма-каротажу*. Він використовується в основному для визначення за колонного водонасичення, оскільки сильно пов'язаний із хлоровмістом. У цій області теплові нейтрони мають приблизно ту саму енергію, що й енергія навколишньої речовини, зазвичай меншу за 0,4 eV.

10.2.1. Фізичні основи імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу

У процесі досліджень методом ІННК гірська порода опромінюється короткочасними потоками нейтронів тривалістю $t_{\text{імп}}$, які генеруються один за одним через певні проміжки часу з періодом $T = 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$. Через деякий час (час затримки) $t_{\text{зат}}$ після закінчення генерації нейтронного імпульсу протягом часу (час вимірювання, або часове "вікно") $t_{\text{в}}$ проводиться вимірювання щільності теплових нейтронів Φ (рис. 10.9).

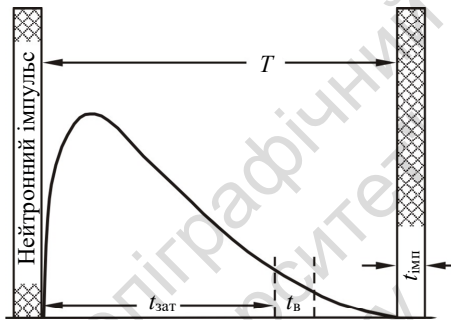


Рис. 10.9. Схема роботи генератора нейтронів і розподіл теплових нейтронів у часі за імпульсного ННК

За змінного нейтронного поля процеси уповільнення і дифузії нейтронів відбуваються послідовно і можуть бути досліджені окремо залежно від часу затримки з моменту генерації нейтронів джерелом.

Час уповільнення швидких нейтронів ($10^{-10} - 10^{-2}$ мкс) характеризує вміст водню в гірських породах. Час дифузії теплових нейтронів ($10^2 - 10^4$ мкс) визначається вмістом водню і наявністю в середовищі ядер з великим перерізом захоплення теплових нейтронів (Cd, Gd, B, Mn, Li, TR, Hg, Cl та ін.), зокрема у ході вирішення завдань нафтогазової геології, вмісту хлору в підземних водах.

Зважаючи на велику різницю в часі сповільнення швидких нейтронів і дифузії теплових нейтронів, зі збільшенням часу затримки щільність теплових нейтронів визначається більшою мірою поглинальними нейтронними властивостями середовища.

Імпульси швидких нейтронів, що генеруються джерелом, короткочасні. Їхня тривалість становить одиниці-десятки мікросекунд. Джерелом нейтронів служить нейтронний генератор (див. розд. 4),

в якому прискорені до енергії 100–150 кеВ ядра дейтерію (дейтони) бомбардують тритієву мішень. У результаті ядерної реакції (${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$) генеруються нейтрони з енергією 14 МеВ. У процесі взаємодії з речовиною гірської породи швидкі нейтрони сповільнюються до теплової енергії. Теплові нейтрони поширюються шляхом дифузії практично без зміни швидкості. Дифузія супроводжується поглинанням теплових нейтронів, у результаті чого всі нейтрони, які належать до одного й того ж імпульсу джерела, захоплюються ядрами гірської породи.

Оразу після закінчення імпульсу кількість уповільнених нейтронів незначна, і в точці, що віддалена на відстань R від джерела, вона зростає із часом. Потім усе більше дається взнаки поглинання теплових нейтронів, їхній розподіл у часі переходить через максимум. Найбільш інформативний спад – у часі потоку теплових нейтронів. Швидкість цього спаду безпосередньо пов'язана з нейтронною характеристикою даної гірської породи – середнім терміном життя теплових нейтронів τ . Якщо детектор умикається для реєстрації нейтронів через час $t_{\text{зат}1}$, $t_{\text{зат}2}$ і т. д. після закінчення імпульсу (змінний час затримки), то за кількістю імпульсів, отриманих за інтервали $t_{\text{в}}$ ("часові вікна"), можна оцінити затухання нейтронної щільності, а отже, і величину τ . Таким чином, досліджується не тільки просторово-енергетичний, а й часовий розподіл нейтронів у свердловині, що перегинає досліджувані пласти. Інтерпретація такого роду залежностей за відповідними методиками дозволяє одержати нейтронні характеристики порід по розрізу свердловини.

Частота нейтронних імпульсів має бути такою, щоб до появи кожного наступного імпульсу нейтрони, які належать до попереднього імпульсу, були повністю захоплені гірською породою.

Просторово-часовий розподіл щільності потоку нейтронів Φ , що сповільнюються в однорідному і безмежному середовищі у випадку імпульсного точкового джерела, розраховується згідно з теорією нестационарної дифузії нейтронів

$$\Phi(R, t) = \left\{ Q / \left[4\pi(L_c^2 + Dt) \right]^{3/2} \right\} e^{-R^2/4(L_c^2 + Dt)} e^{-t/\tau}, \quad (10.5)$$

де Q – кількість нейтронів, генерованих джерелом; L_c – довжина уповільнення нейтронів у даному середовищі; D – коефіцієнт дифузії теплових нейтронів; τ – середній час життя теплових нейтронів.

Формула (10.5) справедлива для середовищ з мінімальною концентрацією водню. Однак вона може застосовуватися для водневмісних гірських порід за умови, що $R < L_c^2/\lambda_0$, де λ_0 – середня довжина пробігу нейтронів до першого зіткнення.

Величина $\theta = L_c^2 + Dt$ називається узагальненим, або символічним віком нейтронів. Якщо для дослідження даної породи вимірюється затухання щільності теплових нейтронів із часом у двох різних точках, які лежать на одній прямій, але віддалені від джерела на відстань R_1 і R_2 , то

$$\frac{\Phi(R_1, t)}{\Phi(R_2, t)} = e^{-(R_1^2 - R_2^2)/4\theta}. \quad (10.6)$$

Узагальнений вік нейтронів θ у даному середовищі визначається виразом

$$\theta = L_c^2 + Dt = (R_2^2 - R_1^2)/4\ln[(R_1, t)/(R_2, t)]. \quad (10.7)$$

У випадку, коли сповільнення нейтронів уже закінчилося до початку вимірювань $\Phi(R_1, t)$ і $\Phi(R_2, t)$, залежність $\theta(t)$ буде лінійною. У координатах θ і $t_{\text{зат}}$ (змінний час затримки) значення узагальненого віку θ лягають на пряму лінію, нахил якої визначається коефіцієнтом дифузії D , а відрізок осі ординат, який відтинається цією прямою, – квадратом довжини сповільнення L_c^2 . Тому використання в ІННК двох зондів завдовжки R_1 і R_2 дає можливість визначити нейтронні властивості гірської породи, які відповідають за процес сповільнення і дифузії нейтронів, тобто ті її характеристики, що пов'язані із вмістом у ній водню.

Якщо виконуються умови: $t \gg t_c$ (t_c – час сповільнення нейтронів) і $D \cdot t \gg L_c^2$, то формула (10.5) спрощується

$$\Phi(R, t) = [Q/(4\pi \cdot D \cdot t)^{3/2}] \cdot e^{-R^2/4Dt} \cdot e^{-t/\tau}. \quad (10.8)$$

У даному виразі кожний із трьох співмножників, що включають t , має чіткий фізичний зміст. Експонента $e^{-R^2/4Dt}$ визначає "приплив" нейтронів до точки простору, яка розташована на відстані R від джерела, тобто характеризує збільшення щільності теплових нейтронів у даній точці за рахунок їхньої дифузії з області з більшою щільністю, що лежить ближче до джерела. Вираз $(4\pi \cdot D \cdot t)$ характеризує зменшення щільності в даній точці за рахунок подальшої дифузії нейтронів у бік більших відстаней від джерела ("розтікання" нейтронів), експонента $e^{-t/\tau}$ визначає

зменшення теплових нейтронів за рахунок поглинання їх ядрами хімічних елементів.

Отже, починаючи з деякого часу t , розподіл нейтронів не залежить від уповільнювальних властивостей середовища і визначається тільки процесами дифузії й поглинанням теплових нейтронів. У разі досить великого t внесок перших двох співмножників у формулі (10.8) стає незначним і щільність потоку теплових нейтронів залежатиме лише від величини їхнього середнього терміну життя в даній породі

$$\Phi(t) \sim e^{-t/\tau}. \quad (10.9)$$

Звідси випливає, що вимірювання швидкості зменшення нейтронів, виконані за великих затримок, дають інформацію про спроможність середовища поглинати нейтрони.

Отже, ІННК дає змогу визначати основні нейтронні параметри гірських порід: D , L_c і τ . Як уже зазначалося, особливу цінність мають відомості про τ – у цьому плані ІННК має значно більшу чутливість і селективність, ніж стаціонарний ННК. Якщо досліджуються дві гірські породи з різними значеннями τ , то відношення щільності нейтронів у них, виміряних через великий проміжок часу після нейтронного імпульсу, буде

$$\Phi(t_2)/\Phi(t_1) = e^{-t(1/\tau_2 - 1/\tau_1)}. \quad (10.10)$$

Отже, якщо $\tau_2 > \tau_1$, то при $t \rightarrow \infty$ відношення $\Phi_2/\Phi_1 \rightarrow \infty$, якщо $\tau_2 < \tau_1$, то при $t \rightarrow \infty$ це відношення прямує до нуля. Тобто можна отримати досить значну відмінність в інтенсивності показників ІННК з переходом від однієї породи до іншої. У стаціонарному ННК в ході дослідження пластів з різними поглинальними властивостями відношення Φ_2/Φ_1 обмежене величиною відношення τ_2/τ_1 .

Величина коефіцієнта дифузії різних порід варіює у відносно невеликих межах ($0,4 \cdot 10^{-9} - 3,0 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$) і залежить передусім від водневмісту і не залежить від мінералізації пластових вод.

Середній час життя теплових нейтронів у гірських породах визначається їхніми поглинальними властивостями і змінюється у значно більших межах (4,6–1065 мкс), ніж коефіцієнт дифузії.

Як і у випадку стаціонарного ННК глибиною дослідження ІННК вважається радіус такої сфери, в якій щільність нейтронів сповільнюються і поглинаються 90 % нейтронів джерела. Розрахунок для однорідного середовища, поглинання нейтронів в

якому порівняно незначне, дає наближений вираз для глибинності ІННК (розглядається реєстрація теплових нейтронів)

$$R_{0,9} \approx 2,1\sqrt{L_c^2 + D(t_{\text{зат}} - t_c)}. \quad (10.11)$$

Довжина сповільнення нейтронів L_c тим більша, чим більша початкова енергія нейтронів. Оскільки в ІННК початкова енергія (14 МеВ) вища, ніж у дослідженнях з радіоізотопними джерелами, глибинність ІННК більша від глибинності ННК.

Як видно із формули (10.11), збільшується глибинність $R_{0,9}$ із збільшенням часу затримки $t_{\text{зат}}$. Водночас відносний приріст $R_{0,9}$ тим більший, чим більший коефіцієнт дифузії D , величина якого визначається переважно вмістом водню у середовищі. У середовищах з підвищеним вмістом водню глибинність ІННК на 20–25 % більша, ніж глибинність стаціонарного ННК. Вплив часу затримки може бути значним: наприклад, у піску з вологістю ~10 % глибинність ІННК за $t_{\text{зат}} = 1$ мс буде до 0,55 м, а при $t_{\text{зат}} = 4$ мс вона збільшується до 0,75 м.

10.2.2. Методика досліджень імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу

У ході польових досліджень застосовують два варіанти свердловинних вимірювань ІННК-Т: безперервний запис і запис у точках зупинки свердловинного приладу. З точкового запису отримують більш точні значення середнього часу життя теплових нейтронів у пласті τ . Точки вимірів вибирають з диференціальних кривих ІННК-Т (за фіксованого вікна t_b і на різних затримках $t_{\text{зат}}$). Відстані між точками вимірів в однорідних нафтоносних пластах великої потужності становлять 0,6–0,8 м, у літологічно неоднорідних пластах малої потужності – 0,4–0,5 м, у водоносних пластах – 0,8–1,0 м. Експозиція виміру в кожній точці має забезпечувати накопичення в інтегральному каналі $5 \cdot (10^5 - 10^6)$ імпульсів.

Середній час життя теплових нейтронів у пласті можна визначити і за безперервними кривими ІННК-Т, записаними за різних затримок і фіксованого часового вікна, хоч похибка вимірювань у цьому випадку більша.

Вибираючи час $t_{\text{зат}}$ і часове вікно t_b , слід дотримуватися умови $t_{\text{зат}} > \tau > t_b$. З метою зменшення статистичних похибок вимірювання під час запису кривих ІННК-Т у нафтових і газових свердловинах час затримки вибирають $t_{\text{зат}} = 1000\text{--}1300$ мкс.

Зі збільшенням t_b за обраного $t_{\text{зат}}$ підвищується швидкість рахунку імпульсів у каналі, а отже, зменшуються похибки вимірювань. З огляду на діапазон зміни τ у продуктивних пластах t_b для газоносних пластів слід брати більший, ніж для нафтоносних. Зазвичай у ході вивчення продуктивних пластів беруть $t_b = 200$ мкс.

Масштаби запису кривих ІННК-Т вибирають такими, щоб в інтервалі розрізу свердловини була максимальна диференціація пластів у межах діапазону вимірювань.

В ІННК-Т, як і в інших методах радіометрії свердловин, від швидкості запису ν і постійної інтегрування залежать статистична точність вимірювань і вплив на форму кривих інерційності апаратури. Тому, вибираючи ці величини, керуються тими ж вимогами, що й для проведення γ -каротажу. Зазвичай швидкість реєстрації даних становить $100 \div 120$ м/год за постійної інтегрування -12 с.

Найбільш точні нейтронні параметри порід коефіцієнт дифузії D і середній час життя нейтронів τ отримують за досить великого часу затримки. У перший момент часу після дії імпульсу швидких нейтронів у свердловині щільність теплових нейтронів стає вищою, ніж у пласті, отже, дифузія нейтронів спрямована переважно зі свердловини у пласт. У наступний момент часу теплові нейтрони швидше поглинаються у свердловині. Потім настає момент, коли щільність теплових нейтронів у пласті стає вищою, ніж у свердловині, і вони дифундують навпаки у свердловину. Реєстрована щільність теплових нейтронів у цей момент часу буде пропорційна щільності нейтронів у гірській породі, тобто відображатиме нейтронні характеристики досліджуваних пластів.

Апаратура і програмно-методичне забезпечення вимірювань і обробки даних. Для дослідження ІННК застосовується спеціалізована апаратура типу ПН-4 та інші більш сучасні модифікації (МФНГ-341, 34; МФНГ-601, 60 та інші – див. табл. 5.2). Наприклад, в апаратурі ПН-4 використовується генератор нейтронів, оснований на реакції ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, що забезпечує енергію нейтронів 14,1 МеВ і середній вихід $(1-2) \cdot 10^7$ нейтр./с. Довжина зонда для реєстрації теплових нейтронів становить 0,43 м. Апаратура ПН-4 забезпечує частоту повторення імпульсів нейтронного випромінювання 360–440 Гц, часи затримки $t_{\text{зат}}$ – 50, 150, 250, 400, 600, 1000 1300, 1600, 1900, 2200 мкс, ширина фіксованих часових вікон t_b – 100 і 200 мкс і постійні часу інтегрування – 6, 12, 24, 48 с.

Вимоги до апаратури в ході проведення вимірювань такі:

1. Вибір оптимальної модифікації методу згідно з поставленим геологічним завданням (ІННК або ІНГК, дво- або багатозондовий варіант, габарити зондів, чутливість датчиків, потужність джерел тощо)

2. Кількісна оцінка уявної нейтронної пористості з похибкою, що не перевищує 3–2,5 %, і перерізу поглинання теплових нейтронів з відносною похибкою 3,5–2,5 %.

3. Атестоване метрологічне та інтерпретаційне забезпечення.

4. Висока чутливість геофізичних параметрів ІНК до вмісту газу у флюїді, що дозволяє визначати коефіцієнт газонасичення з похибкою, яка не перевищує 15 %.

Як видно із табл. 5.2, прилади ІНК в основному малогабаритні, що значно розширює сферу їхнього застосування (крім пошуково-розвідувальних завдань); також їх використовують для вирішення завдань експлуатаційного і геолого-промислового контролю пласта.

Свердловинні прилади ІНК мають два або три зонди, націлені на вимірювання поглинання теплових нейтронів. Чотиризондові прилади мають більший діаметр, вимірювальними параметрами яких є швидкість рахунку імпульсів у часових вікнах.

Інтерпретаційне забезпечення, крім необхідних залежностей і палеток для врахування свердловинних пластових факторів на основні вимірювані параметри, включає програмно-реалізовані методики перетворення первинних каротажних даних. Ланцюжок перетворень охоплює редагування й оцінку якості первинних диференціальних даних, проведення обробки ("методної інтерпретації") і отримання сукупності геофізичних параметрів, виправлених за вплив свердловинних факторів, знаходження і обґрунтування параметрів петрофізичних рівнянь, які пов'язують геофізичні параметри з характеристиками досліджуваного об'єкта.

Розмір зонда впливає на роздільну здатність ІННК-Т проти малопотужних пластів і точність визначення середнього часу життя теплових нейтронів. Довжина зонда – це відстань від мішені генератора нейтронів до середини детектора. Точка запису умовно

належить до мішені приладу. У процесі роботи в нафтових свердловинах використовується зонд завдовжки $L = 0,3$ м, а в газових свердловинах – зонд з $L = 0,5$ м.

Свердловинні умови: положення приладу у свердловині щодо її осі, обсадна сталева колона і цементне кільце, зона проникнення фільтрату промивної рідини та інші фактори впливають на величину щільності теплових нейтронів за ІННК-Т приблизно за тими ж законами, що й у стаціонарній модифікації ННК-Т. Однак за досить великого часу затримки на характері часового розподілу щільності теплових нейтронів свердловинні умови майже не позначаються.

Коефіцієнт пористості k_p і значення середнього часу життя нейтронів у породі (τ), матриці гірської породи (τ_m) і флюїді ($\tau_{фл}$), що насичують гірську породу, пов'язані співвідношенням

$$\frac{1}{\tau} = \frac{k_p}{\tau_{фл}} + \frac{1-k_p}{\tau_m}. \quad (10.12)$$

Для нафтонасиченої породи, яка містить зв'язану воду, має місце співвідношення

$$\frac{1}{\tau} = \frac{k_n(1-k_n)}{\tau_n} + \frac{k_n \cdot k_n}{\tau_n} + \frac{1-k_n}{\tau_m}, \quad (10.13)$$

де k_n – коефіцієнт нафтонасиченості; τ_n і τ_v – значення середнього часу життя нейтронів у нафті й воді (з урахуванням її мінералізації).

Під час дослідження колектора даного типу частина параметрів, які входять у формули (10.12) і (10.13), визначаються на моделях свердловин.

Для літологічного розчленування розрізу свердловин використовують середній час життя теплових нейтронів τ , що визначає поглинальні властивості гірських порід. Найвищими значеннями τ характеризуються такі основні породотвірні мінерали, як кварц (1065 мкс), доломіт (956 мкс) і кальцит (630 мкс). З осадових гірських порід підвищені значення τ характерні для чистих кварцових пісковиків, низькопористих різновидів вапняків і доломіту (близько 800 мкс). Знижені значення τ характерні для глинистих і поліміктових пісковиків і глинистих порід (300–330 мкс), а також для гірських порід насичених хлоровмісними солями та із вмістом марганцю, заліза, титану, збагачених елементами з аномально високими перебіжками захоплення нейтронів (В, Li, Cd та ін.). Досить контрастно виділяються підвищеними значеннями τ вугільні пласти.

Зниженими значеннями τ відрізняються породи-колектори. Тому їх більш упевнено виділяють за комплексного аналізу з матеріалами інших методів промислової геофізики. За допомогою ІННК визначають пористість і нафтонасиченість порід-колекторів.

Важливим завданням, яке успішно вирішується шляхом застосування ІННК, є визначення газонафтового (ГНК) і газоводного (ГВК) контакту. Перехід від насиченої рідиною до газонасиченої частини пласта супроводжується зниженням густини породи і вмісту водню, що приводить до збільшення значень τ і D .

Досить позитивні результати отримано в ході використання ІННК для визначення положення водонафтового контакту (ВНК). Нафта і прісна вода мають близькі значення τ (напр., за 14 °С відповідно 214 і 207 мкс). Зі збільшенням концентрації NaCl у підземних водах середній час життя нейтронів швидко зменшується внаслідок підвищеного поглинання їх ядрами хлору. Так, за мінералізації підземних вод 100 г/л величина τ зменшується до 100 мкс. Чим більша мінералізація пластових вод, тим вища чутливість ІННК до визначень ВНК.

Отже, визначення характеру насичення колекторів і встановлення ВНК, ГВК і ГНК основане на різному водневмісті і хлоровмісті продуктивних і водоносних пластів (рис. 10.10).

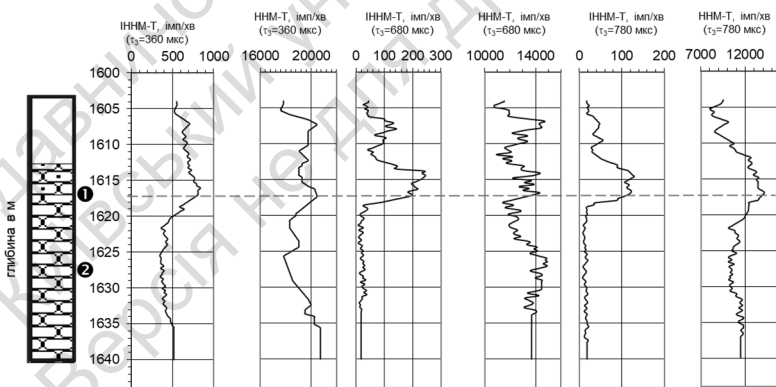


Рис. 10.10. Визначення положення водонафтового контакту в піщаному колекторі за діаграмами ННК-Т і ІННК-Т з різними затримками:

1 – нафтоносний пісковик; 2 – водоносний пісковик.

Штрихова лінія – водонафтовий контакт

Зміни водневмісту фіксуються параметрами D і τ , а хлоровмісту – тільки τ . Однак на відміну від стаціонарних нейтронних методів імпульсний нейтронний каротаж за тепловими нейтронами дозволяє вирішувати ці завдання навіть за зниженої мінералізації пластових вод (20–50 г/л).

10.2.3. Завдання та область застосування імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу

Імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж за тепловими нейтронами широко використовується у ході геофізичних досліджень свердловин, переважно в нафтогазовій геології. Метод дає змогу проводити літологічне розчленування гірських порід і визначення їхніх характеристик за основними нейтронними параметрами: середнім часом життя нейтронів τ і коефіцієнтом дифузії нейтронів D . Останній тісно пов'язаний з пористістю породи. Крім того, за допомогою ІННК визначається характер насичення і пористості порід, положення водонафтового, газонафтового і газоводяного контактів і виділення низки корисних копалин.

За високої мінералізації пластових вод за допомогою ІННК-Т можна визначати також коефіцієнт нафтонасичення колекторів, а отже, стежити за поточним нафтонасиченням продуктивних пластів родовищ, що розробляються.

Для розв'язання наведених вище завдань ІННК має значну перевагу порівняно зі стаціонарним нейтрон-нейтронним каротажем.

У рудній геології ІННК застосовують для визначення у породах елементів з високим перерізом захоплення нейтронів (кадмій, бор, літій, марганець, ртуть, мідь, рідкісноземельні елементи та ін.).

Слід зазначити, що з погляду радіаційної безпеки застосування генераторів в ІННК безпечніше, ніж використання радіоізотопних джерел нейтронів у стаціонарних нейтронних методах (див. розд. 13).

Контрольні запитання

1. Назвіть методи ядерної геофізики, що використовують особливості взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід.
2. Яка фізична суть нейтронних методів?

3. Які ядерні реакції можуть відбуватися за взаємодії нейтронів з речовиною гірських порід?

4. Назвіть сферу застосування стаціонарного нейтронного каротажу.

5. На чому оснований стаціонарний нейтрон-нейтронний каротаж?

6. Назвіть модифікації нейтрон-нейтронного каротажу.

7. Від яких параметрів гірських порід залежить щільність потоку теплових і надтеплових нейтронів?

8. Який нейтронний параметр середовища має найбільший вплив на розподіл надтеплових нейтронів?

9. Який нейтронний параметр середовища має найбільший вплив на розподіл теплових нейтронів?

10. Які геологічні завдання вирішуються за допомогою нейтрон-нейтронного каротажу?

11. Що є основою нейтрон-нейтронного каротажу для визначення водонасичення?

12. Назвіть переваги нейтронного методу визначення водонасичення.

13. Яка глибинність нейтрон-нейтронного каротажу для визначення водонасичення і від яких факторів вона залежить?

14. Як впливають глинистість і загіпсованість порід на результати визначення водонасичення нейтрон-нейтронним каротажем?

15. У чому суть імпульсного нейтронного каротажу? Які процеси відбуваються в геологічному середовищі після імпульсу нейтронів?

16. Яке джерело нейтронів застосовується в імпульсному нейтрон-нейтронному каротажі?

17. Які параметри геологічного середовища визначаються за допомогою імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу?

18. З погляду радіаційної безпеки: яке джерело нейтронів безпечніше? Поясніть чому.

Література: [1, 5, 7–14, 16–18, 23–25, 29, 37, 41, 43–44].

РОЗДІЛ 11

Нейтронний гамма-каротаж

Взаємодія нейтронів з гірськими породами може приводити до реакцій непружного розсіяння типу $(n, n'\gamma)$ і радіаційного захоплення (n, γ) з генерацією γ -квантів. У процесі опромінення порід швидкими нейтронами перше збудження ядра елемента відбувається внаслідок їхнього непружного розсіяння з генерацією γ -квантів великої енергії, а друге – у процесі захоплення теплових нейтронів ядрами елементів з утворенням радіаційного γ -випромінювання. Ці процеси взаємодії проходять протягом різного часу: непружне розсіяння швидких нейтронів відбувається лише на початковій стадії їхнього сповільнення, а радіаційне захоплення теплових нейтронів – у кінці їхнього існування.

Нейтронний γ -каротаж у ядерно-геофізичних дослідженнях застосовують у стаціонарному та імпульсному варіантах. Під час стаціонарного нейтронного γ -каротажу використовують радіоізотопні джерела нейтронів, імпульсний нейтронний γ -каротаж, оснований на застосуванні генераторів нейтронів.

11.1. Стаціонарний нейтронний гамма-каротаж

Стаціонарний нейтронний γ -каротаж має дві модифікації: інтегральний нейтронний γ -каротаж (НГК), за якого реєструється сумарне γ -випромінювання радіаційного захоплення, і спектрометричний нейтронний γ -каротаж (НГК-С), за якого вивчаються спектри γ -випромінювання радіаційного захоплення. Оскільки радіаційне захоплення характерне для теплових нейтронів, то інтегральний НГК за своїми можливостями і сферою застосування дуже близький до ННК-Т. Спектрометричний нейтронний γ -каротаж більш перспективний і застосовується для вивчення розподілу елементів (Cl, Fe, Ni, Sr та ін.), що мають значні перерізи радіаційного

захоплення нейтронів і жорстке γ -випромінювання. На відміну від ННК у нейтронному γ -каротажі корисним сигналом є γ -випромінювання і застосовуються детектори γ -квантів.

11.1.1. Фізичні основи стаціонарного нейтронного гамма-каротажу

Визначення вмісту елементів за допомогою стаціонарного нейтронного γ -каротажу (його ще називають нейтронно-радіаційним методом) проводиться шляхом реєстрації миттєвого γ -випромінювання, що генерується відразу ж після захоплення нейтронів ядрами елементів. Як уже зазначалося, в основі цього методу лежить реакція радіаційного захоплення нейтронів (n, γ). Єдиним винятком є визначення вмісту бору за реакцією $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{mLi}$; тут реєстрації підлягають γ -кванти, що випускаються збудженим ядром (ізомером) ^7mLi . Час життя ядра ^7mLi у збудженому стані мізерно малий, і випромінювання γ -квантів з його переходом в основний стан можна вважати також миттєвим.

Інтенсивність γ -випромінювання радіаційного захоплення залежить в основному від кількості теплових нейтронів, що поглинаються одиницею об'єму гірської породи і довжини зонда. Кількість нейтронів, що поглинаються одиницею об'єму породи, пропорційне щільності теплових нейтронів, яка залежить від сповільнювальних і поглинальних властивостей гірської породи. Як зазначалося вище, сповільнювальні властивості середовища залежать від водневмісту, а поглинальні властивості – від водневмісту і вмісту елементів з високим перерізом захоплення теплових нейтронів у навколишньому середовищі (хлору, бору, заліза, марганцю тощо).

Як впливає з фізичної суті НГК, інтенсивність вимірюваного γ -випромінювання визначається в основному характером розподілу повільних нейтронів у гірській породі. Тому в НГК особливості сповільнення і дифузії нейтронів у різних гірських породах такі ж, що й у ННК. Однак НГК має також специфічні особливості, однією з яких є різниця у кількості γ -квантів, що генеруються на одне захоплення нейтрона ядрами елементів, які входять до складу гірських порід і руд. Ця властивість називається емісійною здатністю. Так, мінімальну емісійну здатність мають водень,

кисень і вуглець (близько 1 γ -кванта на одне захоплення), максимальну – натрій і хлор (3,09 і 2,36 γ -квантів на одне захоплення). Таку особливість використовують, наприклад, щоб визначити вміст хлору і врахувати його під час пошуків ореолів розсіювання бору, а також у нафтогазовій геофізиці для визначення контакту "нафта–вода" в продуктивних горизонтах.

У загальному вигляді залежність густини потоку γ -квантів радіаційного захоплення від нейтронних характеристик гірських порід наближено описується емпіричною формулою

$$\Phi_{\gamma} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot Q(1-\eta) \cdot \tau_{\gamma} \cdot v_{\gamma}}{2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot L_{\gamma}^3} e^{-r\sqrt{2}/L_{\gamma}}, \quad (11.1)$$

де Φ_{γ} – щільність потоку γ -квантів радіаційного захоплення; Q – інтенсивність (потужність) джерела швидких нейтронів, с^{-1} ; τ_{γ} – середній час життя γ -квантів радіаційного захоплення; v_{γ} – коефіцієнт розмноження (емісійна здатність), який дорівнює кількості γ -квантів, утворених за поглинання одного нейтрона, $3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість руху γ -квантів; L_{γ} – довжина міграції γ -випромінювання; η – імовірність поглинання нейтрона в процесі сповільнення (зазвичай ця величина становить не більше 0,2–0,3).

Захоплення теплових нейтронів приводить до потужного збудження утвореного ядра. Зняття збудження здійснюється різними способами, у тому числі каскадними переходами, унаслідок чого спектр γ -випромінювання радіаційного захоплення досить складний. У деяких ядрах (напр., заліза) кількість ліній, які формують γ -спектр радіаційного захоплення, становить кілька десятків, а у кадмію і гадолінію – 10–15.

Отже, навіть у простій речовині, що складається з одного елемента, спектр γ -випромінювання, спричиненого радіаційним захопленням нейтронів, доволі складний. Якщо нейтронного опромінення зазнають реальні природні об'єкти – гірські породи або руди, то спектр γ -випромінювання радіаційного захоплення має досить складний характер. Додаткові ускладнення γ -спектрів пов'язані з тим, що через значну енергію реєстрованого випромінювання E_{γ} (до 10 МеВ) і утворення електронно-позитронних пар, крім фотопіків повного поглинання, з'являються піки вильоту з енергі-

ями ($E_\gamma = 0,511$ MeV і $1,022$ MeV). Однак завдяки високій роздільній здатності напівпровідникових детекторів можливе виділення вільних від перешкод спектральних ліній, отже й визначення концентрацій відповідних елементів.

Інтенсивність γ -випромінювання радіаційного захоплення I_γ , що утворює пік аналітичної лінії у спектрі, визначається виразом

$$I_\gamma = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_\gamma}{M} \int_V \int_{E_n} q(r) \cdot \Phi(E_n, r) \cdot \sigma_{n,\gamma}(E_n) \cdot \varepsilon(E_\gamma, r) \cdot dE_n dV, \quad (11.2)$$

де $6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро; ρ – густина породи або руди; M – атомна маса визначуваного елемента; B_γ – квантовий вихід аналітичної γ -лінії; $q(r)$ – концентрація визначуваного елемента; $\Phi(E_n, r)$ – щільність потоку нейтронів; $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ – переріз ядерної реакції, що використовується для аналізу; $\varepsilon(E_\gamma, r)$ – імовірність реєстрації детектором γ -кванта з енергією E_γ у точці r .

За рівномірного розподілу елемента в середовищі та опромінення його тепловими нейтронами вираз (11.2) для I_γ спрощується

$$I_\gamma = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_\gamma \cdot q \cdot \sigma_{n,\gamma}}{M} \int_V \Phi(r) \cdot \varepsilon(E_\gamma, r) dV. \quad (11.3)$$

У дослідженні незначного об'єму середовища, поглинанням у ньому γ -квантів радіаційного захоплення можна знехтувати, оскільки ці кванти мають зазвичай досить високу енергію. Тоді замість функції $\varepsilon(E_\gamma, r)$ допустимим є використання значення ефективної ймовірності реєстрації квантів ε_γ з енергією E_γ даним детектором. Крім того, у цьому разі щільність потоку нейтронів можна вважати постійною. За цих припущень формула для визначення інтенсивності γ -випромінювання радіаційного захоплення матиме вигляд

$$I_\gamma = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot B_\gamma \cdot q \cdot \sigma_{n,\gamma} \cdot V_{\text{еф}} \cdot \Phi \cdot \varepsilon_\gamma}{M}, \quad (11.4)$$

де $V_{\text{еф}}$ – ефективний об'єм досліджуваного середовища.

Кількість γ -квантів, зареєстрованих апаратурою під час захоплення 1 нейтрона, називають ефективною емісійною здатністю.

Присутність у породі аномально активних поглиначів теплових нейтронів (хлору, марганцю, кадмію тощо), що викликають жорстке γ -випромінювання, призводить до підвищення I_γ , за інших рівних умов, оскільки ці поглиначі характеризуються високою емісійною здатністю.

Таким чином, кількість поглинених нейтронів, а отже, кількість вторинних γ -квантів визначаються уповільнювальними і поглинальними властивостями гірських порід.

11.1.2. Методика досліджень стаціонарним нейтронним гамма-каротажем

Нейтронний γ -каротаж виконується з використанням свердловинного приладу та апаратури, аналогічної, що застосовується для проведення ННК-НТ і ННК-Т (див. табл. 5.2). Детектором радіаційного γ -випромінювання служить скінтіляційний лічильник на базі кристалів NaI(Tl).

На рис. 11.1, 11.2 наведено приклади універсальних каротажних зондів, що дозволяють комплексні дослідження свердловин нейтронними методами.

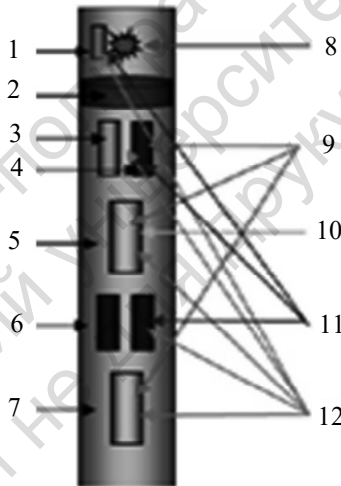


Рис. 11.1. Схематичне зображення каротажного зонда, що використовується під час буріння (за [55]):

- 1 – детектор нейтронів; 2 – вольфрамовий захист; 3 – He^3 -детектор надтеплових нейтронів малого зонда; 4 – He^3 -детектор теплових нейтронів малого зонда; 5 – детектор ГК малого зонда; 6 – He^3 -детектор теплових нейтронів великого зонда; 7 – детектор ГК великого зонда;
- 8 – джерело нейтронів; 9 – детектор імпульсного нейтрон γ -каротажу (сігма-каротаж); 10 – детектори спектрометрії;
- 11 – детектори нейтронної пористості; 12 – детектори нейтрон-гамма густини

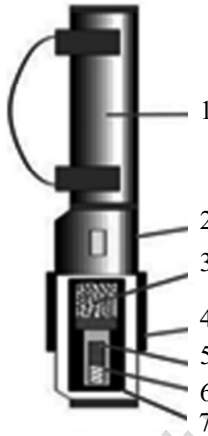


Рис. 11.2. Схематична будова комплексного каротажного зонда (за [49]):
 1 – блок ядерно-геофізичного визначення літології та елементного складу порід;
 2 – америцій-берилієве джерело нейтронів;
 3 – вісмутівий сцинтиляційний детектор; 4 – бормісна муфта;
 5 – електронний блок; 6 – теплопоглинач; 7 – посудина Дюара

Роздільна здатність НГК щодо водневмісту зростає зі збільшенням товщини і густини екрана між джерелом нейтронів і детектором γ -квантів, якщо детектор оточений кадмієвим екраном, а також якщо збільшений діаметр гільзи приладу. Зі збільшенням товщини екрана знижується фон від прямого γ -випромінювання нейтронних джерел. Як екран використовується свинець, який добре поглинає γ -кванти. У разі оточення детекторів кадмієвим екраном у реєстрованій величині I , з'являється складова від взаємодії теплових нейтронів з кадмієвим екраном, яка пропорційна щільності теплових нейтронів і визначається водневмістом і хлоровмістом. Зі збільшенням діаметра гільзи свердловинного приладу зменшується товщина шару промивної рідини навколо свердловинного приладу у свердловині, що еквівалентно зменшенню діаметра свердловини.

Зонди НГК поділяються на доінверсійні, інверсійні та заінверсійні. Однак довжини доінверсійних та інверсійних зондів більші за довжини зондів ННК-Т, оскільки, крім усіх факторів, які визначають довжини зондів НГК, слід ураховувати вільний пробіг вторинних γ -квантів, що утворилися під час радіаційного захоплення теплових нейтронів. У разі використання заінверсійних

зондів показання нейтронного γ -каротажу перебувають у зворотній залежності від водневмісту, близької до експоненціальної. У тих випадках, коли поровий простір гірських порід заповнений мінералізованою водою, зміна їхнього об'ємного водневмісту супроводжується одночасною зміною вмісту в породах і водню, і хлору, що відбивається на характері зв'язку $I_\gamma = f(\omega)$ (рис. 11.3). На величину I_γ у цьому разі основний вплив має зміна хлоровмісту порід, яка пропорційна за даної мінералізації пластових вод коефіцієнта відкритої пористості.

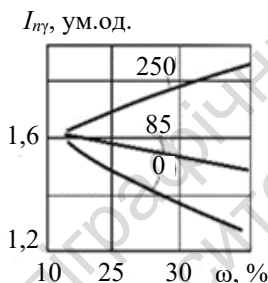


Рис. 11.3. Криві $I_{\gamma\gamma} = f(\omega)$, отримані на моделях середовища в умовах підвищеної мінералізації пластових вод
Шифр кривих – мінералізація води в г/л за хлором

Отже, показники НГК залежать і від водневмісту, і від хлоровмісту, причому по-різному: з підвищенням водневмісту показники НГК зменшуються, а з підвищенням хлоровмісту – збільшуються. Цю обставину необхідно враховувати під час інтерпретації даних НГК.

Зміна розміру зонда впливає на глибинність дослідження нейтронного γ -методу: зі збільшенням розміру глибинність зростає, потім досягає деякого максимального значення і починає зменшуватися. Під час вивчення теригенних відкладів використовують зонди максимальної глибинності завдовжки 0,45–0,5 м, карбонатних відкладів – завдовжки 0,6–0,7 м. У практиці радіометричних робіт як стандартний зонд НГК зазвичай використовують заінверсійний зонд завдовжки 0,6 м.

Радіус (глибинність) дослідження НГК оцінюється за формулою

$$R_{\text{НГМ}} = 2 \cdot \sqrt{(L_c^3 + L_d^2)^2 + \frac{1}{\mu_\gamma^2}}, \quad (11.5)$$

де L_c – довжина сповільнення; L_d – довжина дифузії, μ_γ – повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання, $\sqrt{L_c^3 + L_d^2}$ – повна довжина міграції нейтронів, що становить 0,2–0,4 м, зменшуючись з підвищенням об'ємного водневмісту гірських порід і вмісту в них елементів з аномально високим перерізом радіаційного захоплення теплових нейтронів.

Отже, глибинність НГК за розрізом свердловини – величина змінна. Вона більша в низькопористих чистих пісковиках, щільних карбонатних, газоносних пластах, менша – у високопористих породах, насичених нафтою або водою, глинах і гіпсах.

За вибраного розміру зонда потужність джерела нейтронів має бути такою, щоб швидкість відліку в каналі НГК перевищувала швидкість відліку природного γ -випромінювання у 10–15 разів, але не досягала максимально допустимої для найгрубішого діапазону вимірювань апаратури. Зазвичай цю умову задовольняють джерела нейтронів потужністю $(4-10) \cdot 10^6$ нейтр./с. Вибираючи швидкість вимірювань і постійну інтегруючої комірки інтегратора, керуються тими ж підходами, що й у методах ГК, ННК-НТ, ННК-Т.

Масштаб запису кривої НГК виражають в (імп/хв)/см та умовних одиницях. Для визначення умовної одиниці використовують еталонувальний пристрій, аналогічний описаному для ННК-НТ. За умовну одиницю $I_{\gamma, \text{ум.од}}$ береться величина

$$I_{\gamma, \text{ум.од}} = (I_{\gamma, \text{п.б}} - I_{\gamma, \text{п.п}}) - (I_{\gamma, \text{б}} - I_{\gamma, \text{п}}), \quad (11.6)$$

де $I_{\gamma, \text{п.б}}$, $I_{\gamma, \text{п.п}}$ – швидкості відліку в градуувальному пристрої (баку) і в повітрі з приєднаним джерелом; $I_{\gamma, \text{б}}$, $I_{\gamma, \text{п}}$ – те саме, без джерела.

Операції, які проводять перед вимірюваннями у свердловинах (розмітка кабелю, перевірка працездатності апаратури тощо) виконують згідно з такими вимогами. Масштаб запису кривої НГК в нафтових і газових свердловинах залежить від пористості порід і діаметра свердловини. У карбонатних і хомогенних розрізах з мінімальною пористістю пластів 1–2 % у свердловинах діаметром 150–200 мм масштаб запису кривої НГК устанавлюється рівним

0,3–0,4 ум. од./см, а у свердловинах діаметром 250–300 мм – від 0,2 до 0,3 ум. од./см, у піщано-глинистих розрізах з мінімальною пористістю понад 10 % – 0,1 ум. од./см.

11.1.3. Обробка та інтерпретація даних стаціонарного нейтронного гамма-каротажу

Обробка та інтерпретація діаграм нейтронного γ -каротажу на першому етапі має на меті розчленування розрізу свердловини і виділення порід з різним водневмістом. Водночас потрібно враховувати, що в пластах з високим водневмістом величина $I_{\gamma,зар}$ значною мірою залежить від поглинальних властивостей порід, а в пластах з низьким водневмістом – від сповільнювальних властивостей та енергії γ -квантів, що утворилися в результаті взаємодії нейтронів з елементами-поглиначами.

Відбивка меж пластів з різним водневмістом проводиться так само, як і в ННК-НТ. До зареєстрованих значень $I_{\gamma,зар}$ проти пластів з обмеженою потужністю вносять поправки за спотворювальний вплив інерційності апаратури. Зареєстрована інтенсивність γ -випромінювання $I_{\gamma,зар}$ у нейтронному γ -методі є сумою декількох складових:

$$I_{\gamma,зар} = I_{\gamma,рад.п} + I_{\gamma,рад.св} + I_{\gamma,пр} + I_{\gamma,дж} + I_{\gamma,ф}, \quad (11.7)$$

де $I_{\gamma,рад.п}$ і $I_{\gamma,рад.св}$ – інтенсивності γ -випромінювання за радіаційного захоплення нейтронів у досліджуваній породі й у свердловині обсадних колонах, промивальній рідині і цементі); $I_{\gamma,пр}$ – інтенсивність природного γ -випромінювання порід, колони, цементу і промивальної рідини, що реєструється каналом НГК; $I_{\gamma,дж}$ – інтенсивність розсіяних породою γ -квантів джерела нейтронів; $I_{\gamma,ф}$ – інтенсивність γ -фону приладу і джерела нейтронів.

Як уже зазначалося, дослідження розрізів свердловин НГК оснoване на вивченні поля γ -випромінювання, що виникає в результаті радіаційного захоплення нейтронів гірською породою. Решта складових є перешкодами і мають бути, якщо можна, виключені.

Інтенсивність природного γ -випромінювання реєструється ГК зазвичай одночасно з НГК, тому $I_{\gamma,пр}$ може бути вирахована з $I_{\gamma,зар}$. Водночас слід урахувувати відмінність чутливості каналів ГК і НГК, яка встановлюється експериментально. Решта складових

реєстрованої інтенсивності γ -випромінювання врахувати важко, тому вони виключаються в повному обсязі. Для максимального їхнього виключення за інтерпретації даних НГК зазвичай використовують відносні одиниці й одиниці подвійного різницевого параметра – I_γ і ΔI_γ .

Вибір опорних пластів базується на тих же умовах, що й у ННК-НТ. Іноді за інтерпретації даних НГК використовують також імовірнісну нормалізовану одиницю $I_{\gamma, \text{йм}}$.

Вплив свердловинних умов на показання НГК нейтронного гамма-каротажу. Вплив свердловинних умов на абсолютну величину зареєстрованої інтенсивності I_γ майже такий самий, як і в методах щільності надтеплових і теплових нейтронів, але меншою мірою, оскільки радіус дослідження НГК дещо більший, ніж у згаданих методах. Крім того, у НГК величина I_γ залежить від зміни мінералізації M_p промивної рідини за хлором: з підвищенням M_p інтенсивність I_γ зростає.

На чутливість нейтронного γ -методу до хлоровмісту гірських порід сильно впливає також зона проникнення фільтрату промивної рідини. У зв'язку із проникненням у пласти слабомінералізованого фільтрату поглинальні властивості гірських порід різко знижуються. У тих випадках, коли радіус зони проникнення фільтрату перевищує глибинність дослідження, НГК практично не чутливий до зміни хлоровмісту гірських порід. У зв'язку із цим хлоровміст порід НГК визначають тільки в закріплених свердловинах, які простояли досить тривалий час, після чого під дією дифузійних і гравітаційних сил у зоні біля свердловини відновився первинний розподіл хлору.

Вплив обсадної колони визначається через енергію γ -квантів, що випускаються ядром заліза під час захоплення ними нейтрона. Ця енергія дещо більша, ніж для захоплення нейтрона ядром водню. Водночас стальна колона поглинає значну частину γ -випромінювання, що генерується породою. Як показує практика, у результаті стальна колона дещо знижує показання НГК, але менше, ніж показання ННК-Т.

Вплив пористості на показання нейтронного каротажу. Теоретичні криві НГК стосовно пористості пласта (вважаючи, що

між вмістом водню і пористістю є пряма відповідність) установлюються шляхом вимірювань на моделях пластів різної пористості (рис. 11.4).

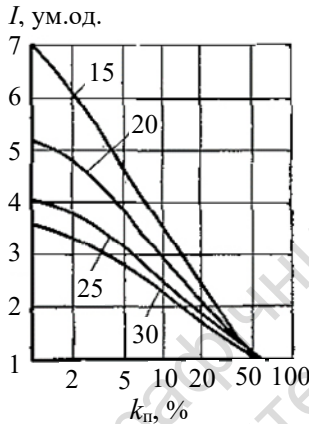


Рис. 11.4. Криві залежності показань зонда НГК-60 від пористості вапняків у необсаджених свердловинах
(за Басиним Я.Н., Кухаренко Н.Г., Тюкаєвим Ю.В.)

Свердловина заповнена немінералізованим буровим розчином; показники – в умовних одиницях; шифр – діаметр свердловини в см

Для обмеженого інтервалу значень пористості ($k_p = 3 \div 30 \%$) показання НГК приблизно обернено пропорційні логарифму пористості. Однак загалом крива залежності показників НГК від пористості є складною і на окремих ділянках несприятливою для її оцінки. Так, за великої пористості значній зміні її відповідає невелика зміна показань НГК, що ускладнює розчленування високопористих порід та оцінку їхньої пористості за даними НГК. Тому у високопористому розрізі рекомендовано застосовувати більш чутливі методи: ННК-Т або ННК-НТ.

Для різних типів апаратури і різної довжини зондів характер залежності показань НГК від пористості буде різним. У кожному випадку необхідно користуватися результатами еталонування, отриманими для використовуваної апаратури і застосовуваного зонда.

В оцінці пористості за НГК слід ураховувати діаметр свердловини, зміщення свердловинного приладу від стінки свердловини, вміст хлору у буровому розчині й у породі.

Унаслідок впливу на показання НГК літологічного складу порід необхідно мати криві залежностей показань НГК від пористості окремо для основних типів порід (напр., пісковиків і карбонатних порід).

Щоб зменшити вплив відмінностей в апаратурі й свердловинних умовах вимірювання під час інтерпретації даних нейтронного каротажу задля оцінки пористості порід користуються відносною величиною

$$q = \frac{I_{\text{пх}} - I_{\text{п min}}}{I_{\text{п max}} - I_{\text{п min}}}, \quad (11.8)$$

де $I_{\text{пх}}$, $I_{\text{п max}}$ і $I_{\text{п min}}$ – показання навпроти досліджуваного пласта і максимальні й мінімальні показання навпроти так званих опорних пластів з відомою мінімальною та максимальною пористістю.

За наявності в породі хімічно зв'язаної води (напр., у пластах, що містять глинистий матеріал), а також у газоносних пластах, між показаннями НГК і пористістю вже не буде однозначного зв'язку. У цих випадках пористість може бути визначена за умови, що за допомогою акустичного каротажу буде дана оцінка поправки на хімічно зв'язану воду.

Метод НГК може бути використаний для виявлення газоносних пластів шляхом дослідження обсаджених свердловин безпосередньо після обсадки і через тривалий час, близько декількох місяців після обсадки. За цей час зона проникнення розформується і присвердловинна частина пласта буде заповнена початковим пластовим флюїдом.

Для виявлення газоносних пластів порівнюються показання НГК першого і другого вимірів. Заміщення фільтрату бурового розчину пластовою несильно мінералізованою водою або нафтою не приведе до помітних змін показань НГК між першим і другим вимірюваннями, тоді як у разі заміщення газом показання НГК на діаграмі другого виміру істотно збільшаться.

Літологічне розчленування розрізу за кривими НГК ґрунтується на відмінності інтенсивності радіаційного захоплення порід з різним водневмістом.

Визначення пористості гірських порід виконують з урахуванням, що за підвищеної мінералізації пластових вод за хлором показання НГК для високопористих порід будуть завищені. Якщо цим фактором нехтують, то отримують занижені значення пористості.

Використання двозондової установки НГК для визначення пористості пов'язане із значними труднощами врахування впливу природного γ -випромінювання, особливо за великої довжини зонда і товщини екрана між детектором і джерелом нейтронів.

Визначення ГВК і ГНК за даними НГК виконується так само, як у ННК-НТ і ННК-Т. Для бічного нейтронного зондування використовують зонди з $L_{\gamma 1} = 0,35\text{--}0,4$ м і $L_{\gamma 1} = 0,7\text{--}0,8$ м. (рис. 11.5).

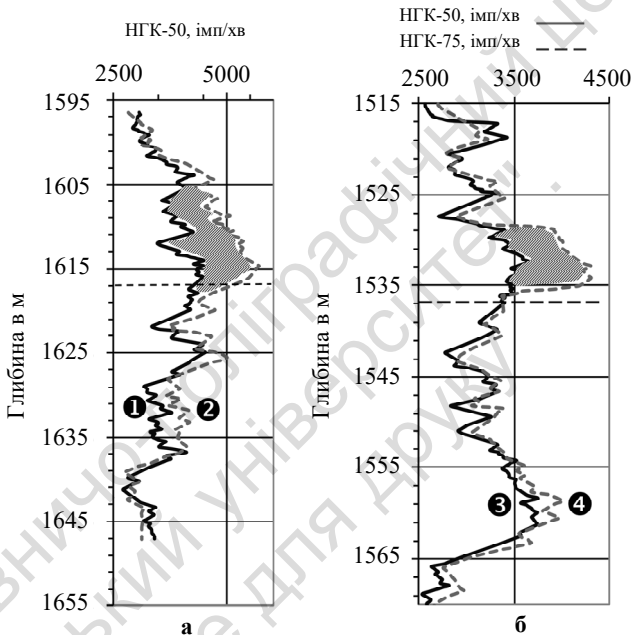


Рис. 11.5. Визначення газоводяного (а) і газонафтового (б) контактів
(за Дяконовим Д.І.)

Криві 1, 3 – зареєстровані до кріплення свердловини,
2, 4 – те саме через 1,5 року після кріплення.

Заштриховані ділянки, відповідають газонасним пластам

Водонафтовий контакт визначається НГК не за водневмістом, а за хлоровмістом, оскільки розходження у вмісті водню в нафті й воді незначне (близько 3 %) і не може бути зареєстроване цим методом у свердловинних умовах. Однією з найважливіших умов визначення ВНК за даними НГК є висока мінералізація пластових

вод (понад 100–150 г/л) і однорідність літологічних і колекторських властивостей водоносної й нафтоносної частин пласта. Об'ємний хлоровміст у таких умовах у водоносній частині пласта вищий, ніж у нафтоносній, отже, водоносна частина фіксуватиметься підвищеною інтенсивністю I_γ .

Ефект відбивки ВНК також підвищується в закріплених і зацементованих свердловинах, які простояли тривалий час, протягом якого відбулося розформування зони проникнення і збагачення цементного кільця проти водоносної частини пласта розчином хлористого натрію з пластової води. У таких випадках ВНК на кривій НГК відзначається ще більш різким зменшенням інтенсивності I_γ при переході від водоносної частини пласта до нафтоносної. Найбільший ефект відбивки ВНК дає комплексування ННК-Т і НГК завдяки різному впливу хлору на інтенсивності $I_{н,т}$ і I_γ . Проти водоносної частини пласта показання $I_{н,т}$ знижені, а показання I_γ підвищені порівняно з нафтоносною частиною розрізу.

У разі наявності не повністю розформованих або неглибоких зон проникнення фільтрату до проникних пластів застосовують НГК із двома зондами різної довжини, так само як під час виділення газоносних пластів.

Відбивка водонафтових і газорідинних контактів базується на одних і тих самих фізичних основах. У першому випадку ефект пов'язаний зі зміною хлоровмісту у пласті, а в другому – зі зміною водневмісту.

11.1.4. Завдання та область застосування нейтронного гамма-каротажу

Як уже зазначалося, нейтронний γ -каротаж застосовують для літологічного розчленування розрізу свердловин, виділення порід-колекторів і визначення їхньої пористості, відбивки ГНК, ВНК, ГВК контактів у нафтогазовій геології. Крім того, у рудній геології ННК використовують для виявлення елементів з високим періодом захоплення теплових нейтронів.

НГК використовують під час дослідження бурого вугілля в карбонізованих породах, оскільки його показання меншою мірою залежать від діаметра свердловини, ніж показання ГНК-Г. Водночас зольність вугільних пластів визначається з точністю 5–8 %.

Нейтронний γ -каротаж у комплексі з γ -каротажем застосовують на родовищах калійних солей, пласти яких на обох кривих відзначаються максимальними значеннями. Дані вимірювань ГК і НГК також використовують для кількісних визначень калію і хлору. Однак за НГК хлор можна виявити тільки якщо його концентрація не менша за 10 %.

У процесі вивчення залізних, хромітових марганцевих руд і скупчень ртуті НГК дає досить цінні відомості. Залізо, хром, марганець і ртуть характеризуються великими перерізами захоплення теплових нейтронів, що супроводжується жорстким γ -випромінюванням.

Результати досліджень НГК у комплексі з ГК, проведених у гідрогеологічних свердловинах, дозволяють виділяти водоносні горизонти й оцінювати пористість порід.

11.2. Спектрометричний нейтронний гамма-каротаж

Вимірювальна схема, що застосовується в спектрометричному нейтронному γ -каротажі (НГК-С), аналогічна установці для γ -каротажу спектрометричного природного γ -випромінювання гірських порід. Дані спектрометрії γ -випромінювання використовують для виділення й оцінки вмісту в породах лише окремих елементів з найхарактернішими спектрами випромінювання.

Спектрометрична модифікація стаціонарного нейтронного γ -каротажу (НГК-С) основана, на відміну від звичайного (інтегрального) НГК, на реєстрації γ -спектра або інтенсивності γ -випромінювання радіаційного захоплення в окремих енергетичних інтервалах.

Оскільки спектр γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів ядрами елементів, які становлять гірські породи та руди, різний, є принципова можливість за даними спектрометрії цього випромінювання визначати вміст у породі тих або інших елементів. Отже, НГК-С дозволяє визначення вмісту багатьох елементів гірської породи. Однак у польових умовах використання напівпровідникових спектрометрів з високою роздільною здатністю обмежене з технічних причин. Тому в польових умовах найчастіше використовуються сцинтиляційні спектрометри. Через недостатню роздільну здатність сцинтиляційних спектрометрів на апаратурних

спектрах НГК-С удається виділяти лише найбільш інтенсивні лінії в жорсткій області спектра.

Усі хімічні елементи можуть бути розділені на три групи: 1) з інтенсивними лініями, приурочені до низьких (менше 4 МеВ) енергій (водень, калій, магній тощо); 2) з наявністю декількох інтенсивних ліній в області енергій 4–6 МеВ (ванадій, ртуть, селен, стронцій); 3) з найінтенсивнішими лініями в області високих (> 6 МеВ) енергій (алюміній, залізо, мідь, нікель, титан тощо).

В області енергій, менших за 3 МеВ, де великий внесок становить природне і розсіяне γ -випромінювання, виділити окремі γ -лінії часто не вдається. У зв'язку із цим НГК-С нині в основному використовують для визначення елементів із жорстким γ -випромінюванням за відносно високого їхнього внеску в макроскопічний переріз поглинання нейтронів породою, тобто за високого значення добутку мікроскопічного перерізу на концентрацію елемента. Хоч виділення окремих ліній при $E_\gamma < 3$ МеВ утруднено, але загальний характер спектра γ -випромінювання радіаційного захоплення для різних типів гірських порід і руд може істотно розрізнятися і допускати їхнє розділення шляхом реєстрації γ -випромінювання у відносно широких областях енергії. Наприклад, γ -спектр залізної руди порівняно зі спектрами вапняку і пісковика збагачений випромінюванням з енергією понад 6 МеВ. У спектрі вапняку відносно високий відсоток становить випромінювання 5–6 МеВ, а у спектрі нікелевої руди – 6–9 МеВ.

У результаті теоретичного аналізу визначено, що найбільше абсолютні показники НГК залежать від густини нейтронів поблизу детектора, а відповідно (як і за НК) від вмісту водню в середовищі. Впливають також густина порід, конструкція зонда, діаметр свердловини та її заповнення. Однак вплив цих факторів у межах γ -спектра при $E_\gamma > 3$ МеВ наближено однаковий. Тобто форма спектра, або спектральне відношення $k = \frac{\Phi_\gamma(E_i)}{\Phi_\gamma(E_j)}$, за будь-яких значень E_i , (при $E_j > 3$ МеВ) майже не залежать від перелічених факторів. Спектральне відношення досить часто застосовують у ході дослідження НГК-С. Для прикладу, у табл. 11.1 наведено оптимальні параметри (енергетичні інтервали, спектральні коефіцієнти) для деяких руд, що використовуються під час їхнього виділення за допомогою НГК-С.

Таблиця 11.1

**Оптимальні параметри для виділення деяких руд,
що застосовуються у спектрометричному
нейтронному гамма-каротажі**

Руда	Вмісні породи	Енергетичні інтервали, МеВ		Спектральні коефіцієнти	
Залізна	Пісковик	3–5	5,2–9	2,38	0,94
Марганцева	Вапняк	4,8–5	6,2–10	5,25	1,44
Мідна	Ультраосновна порода	3–6,6	6,8–9	13,6	7,30
Нікелева	Філіт	3–4,4	7,6–10	29,5	8,60
Титанова	Пісковик	3–4,6	5–6,6	2,38	1,22
Хромова	Пісковик	3–5	7–10	7,43	1,58

Спектрометрія γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів також широко застосовується для досліджень свердловин, що буряться з метою пошуків і розвідки залізних, хромітових, марганцевих, нікелевих та інших руд (рис. 11.6, табл. 11.1). Надійні результати дає НГК-С також під час виділення бурого вугілля і визначення його зольності з реєстрацією γ -квантів захопленого випромінювання з енергією 3–10 МеВ.

У нафтогазовій геології НГК-С застосовують для відбивки водонафтового контакту за хлором з реєстрацією складової I_γ , якщо енергія γ -квантів в області енергій вища за 4 МеВ та в інтервалі 5,5–6,5 МеВ. За цих умов положення ВНК фіксується чітко, оскільки зареєстрована інтенсивність радіаційного захоплення точніше відображає концентрацію хлору у водоносній частині пласта, ніж у стандартній модифікації НГК. Так, якщо за стандартних досліджень НГК перепад інтенсивностей I_γ на водонафтовому контакті становить 10–12 %, то ефект відбивки ВНК за реєстрації захопленого γ -випромінювання з енергією, що перевищує 4 МеВ, збільшується до 50 %, а за реєстрації γ -квантів в області енергій 5,5–6,5 МеВ – до 100 %.

До факторів, що ускладнюють дослідження розрізів свердловин НГК-С, належать: 1) труднощі врахування фонового γ -випромінювання; 2) вивчення зв'язку інтенсивностей I_γ із вмістом шуканого елемента в області його підвищених концентрацій; 3) накладення апаратурного спектра γ -випромінювання від різних елементів.

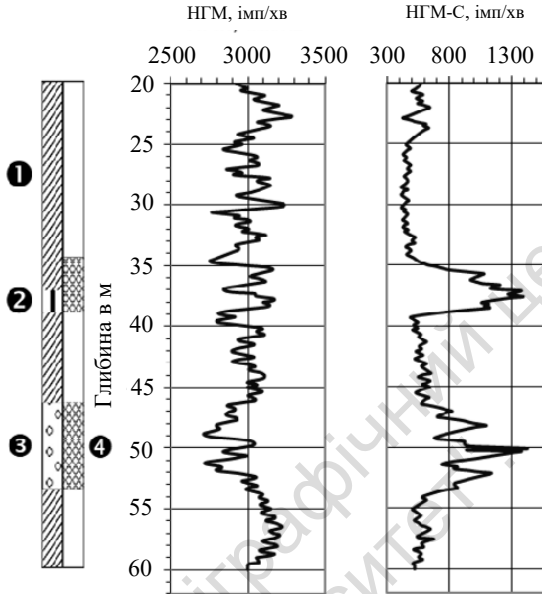


Рис. 11.6. Виділення нікелевих руд за даними НГК-С
(за Дяконовим Д.І.):

- 1 – філіти; 2 – масивна мідно-нікелева руда;
3 – багата вкраплена руда; 4 – рудні інтервали за даними спектрометрії радіаційного захоплення нейтронів

Урахування цих факторів пов'язане з певними проблемами, які вимагають подальшого вдосконалення методик інтерпретації γ -спектрів, розширюють коло завдань, що вирішуються за допомогою НГК-С.

11.3. Імпульсний нейтронний гамма-каротаж

У процесі роботи зі стаціонарним джерелом нейтронів у НГК реєструються γ -кванти, що утворилися за непружного розсіяння і радіаційного захоплення нейтронів породою. Однак ці два процеси взаємодії нейтронів з речовиною поділяються в часі: процес непружного розсіяння нейтронів проходить лише в початковій стадії їхнього уповільнення, а процес радіаційного захоплення нейтронів – у кінці їхнього життя.

Застосовуючи імпульсні генератори нейтронів, з'явилася можливість роздільної реєстрації γ -квантів, що виникають за непружного розсіяння і радіаційного захоплення нейтронів породою, і більш ретельного вивчення розрізу свердловини. Крім того, можна простежити просторово-часовий розподіл γ -квантів радіаційного захоплення в гірській породі, який залежить від її густини та ефективного порядкового номера (табл. 11.2).

Таблиця 11.2

Характерні лінії гамма-спектрів непружного розсіяння і радіаційного захоплення основних породотвірних елементів

Елемент	Енергія НР, МеВ	Енергія (РЗ), МеВ
H		2,23
O	3,85; 6,13; 7,1	
C	4,43	
Si	1,78	3,54; 4,93
Ca	3,74; 3,90	1,94; 4,42; 5,90; 6,42
Fe	0,84; 1,25	5,92; 6,02; 7,28; 7,63; 7,65
Al	1,02; 3,80	1,78
Na	0,44; 2,00; 2,70	0,47; 2,75; 3,98; 6,40
K	2,52; 2,81	0,77; 1,62; 2,07; 5,38
Mg	1,37	1,81; 2,83; 3,92
Cl	2,50; 3,60; 4,10	1,95; 6,11; 6,62; 7,41
B		0,48

Технології ІНГК мають таку класифікаційну схему (рис. 11.7).



Рис. 11.7. Класифікаційна схема імпульсного нейтронного гамма-методу

Імпульсний нейтронний γ -каротаж застосовується у двох модифікаціях: імпульсного нейтронного γ -каротажу радіаційного захоплення (ІНГК-РЗ) та імпульсного нейтронного γ -каротажу непружного розсіяння (ІНГК-НР).

ІНГК-НР може застосовуватись у комплексі з ІНГК-РЗ. Гамма-кванти радіаційного захоплення з'являються після сповільнення нейтронів до теплових і, відповідно, пізніше випромінювання, зв'язаного з непружним розсіянням (рис. 11.8).

11.3.1. Імпульсний нейтронний гамма-каротаж радіаційного захоплення

Імпульсний нейтронний γ -каротаж з реєстрацією γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів (ІНГК-РЗ) застосовують для розв'язання тих самих завдань, що і ІННК. Порівняно зі стаціонарним НГК цей метод має ті ж переваги, що й ІННК: вищу чутливість, більшу глибинність, можливість визначення τ та інших нейтронних параметрів досліджуваних порід. Крім того, існує принципова можливість оцінювати за даними ІНГК-РЗ коефіцієнт дифузії та час життя нейтронів у досліджуваних гірських породах.

Просторовий і часовий розподіл γ -квантів може різко відрізнятися від характеристик первинного поля теплових нейтронів. Це зумовлюється тим, що γ -випромінювання поширюється в породах практично миттєво і в окремих точках простору його поява може випереджати появу теплових нейтронів. Поле γ -випромінювання радіаційного захоплення більш однорідне у просторі, до того ж однорідність досягається швидше, ніж у випадку поля теплових нейтронів. Тому щільність фотонів починає змінюватися із часом за експоненціальним законом раніше, ніж поле нейтронів. Отже, у ІНГК-РЗ може використовуватися менший час затримки, і тим самим буде збільшена швидкість рахування імпульсів у часових "вікнах" t_B і підвищена статистична точність вимірів. Зі збільшенням розмірів зонда потік γ -випромінювання спадає повільніше, ніж потік теплових нейтронів.

Глибинність ІНГК-РЗ визначається за формулою, подібною до формули для ІННК

$$R_{0,9} \approx 2,1\sqrt{[L_c^2 + D(t - t_c)] + 1/\mu^2}, \quad (11.9)$$

де L_c , t_c – довжина і час сповільнення; D – коефіцієнт дифузії нейтронів; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання в даній породі.

Глибинність ІНГК-РЗ залежить від тих самих факторів, що й глибинність ІННК. За однакових умов глибинність ІНГК-РЗ приблизно на 10 % перевищує глибинність ІННК.

Істотна перевага ІНГК-РЗ порівняно з ІННК полягає в меншому впливі свердловинних умов на результати досліджень. Експерименти, проведені на моделях, показали, що під час заповнення свердловини мінералізованою водою швидкість рахування імпульсів в ІННК зменшується в багато разів, тоді як швидкість рахування імпульсів в ІНГК-РЗ майже не змінюється. Дані ІНГК-РЗ також менше залежать від коефіцієнта дифузії D .

У вимірювальній установці імпульсного методу γ -випромінювання радіаційного захоплення (ІНГК-РЗ) використовуються детектори γ -випромінювання. В іншому методика свердловинних досліджень ІНГК-РЗ аналогічна методиці вимірювань ІННК-Т.

Особливість досліджень цим методом полягає у вимірюванні швидкості рахування імпульсів $I_{\gamma 1}$ і $I_{\gamma 2}$ у визначених часових "вікнах" за двох затримок t_1 і t_2 в області затухання поля, пропорційного $e^{-t/\tau}$. За даними польових досліджень визначають величину макроперерізу захоплення теплових нейтронів Σ , обернено пропорційну τ ,

$$\Sigma = \frac{1}{v \cdot \tau} = \frac{\ln(I_1/I_2)}{v(t_2 - t_1)}. \quad (11.10)$$

Імпульсним нейтронним γ -каротажем радіаційного захоплення вирішуються ті ж завдання, що і стаціонарним нейтронним γ -каротажем.

Рестрована величина I_γ в ІНГК-РЗ, крім параметрів D і τ , залежить від γ -променевих властивостей гірських порід (їхньої густини та ефективного порядкового номера), тому за даними цього методу в комплексі з аналізом кривих ІННК можна розділяти газоносні колектори і пласти гірських порід з близькими значеннями τ , але різною густиною.

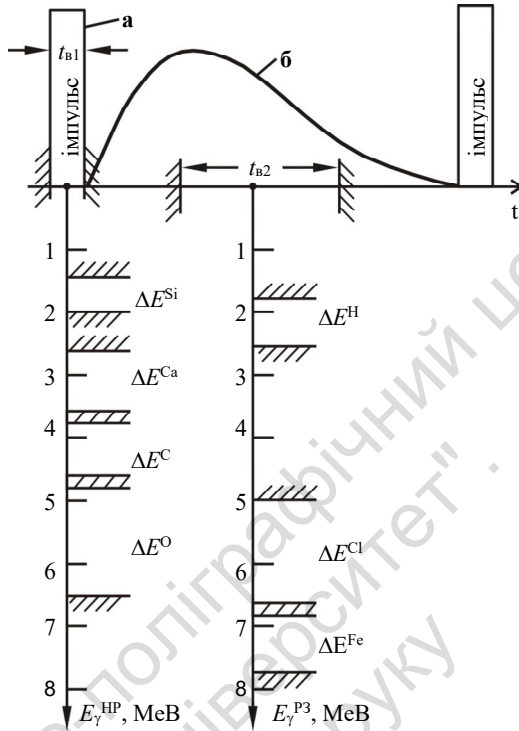


Рис. 11.8. Енергетичні та часові співвідношення в імпульсному нейтронному гамма-картажі:

а – імпульс швидких нейтронів; б – часовий розподіл теплових нейтронів.

Шкали: E_{γ}^{HP} (MeV) – енергія γ -квантів непружного розсіяння нейтронів;

E_{γ}^{P3} (MeV) – енергія γ -квантів радіаційного захоплення нейтронів;

$t_{\text{в1}}$ – часове "вікно" вимірювання γ -випромінювання непружного розсіяння;

$t_{\text{в2}}$ – часове "вікно" вимірювання γ -випромінювання радіаційного захоплення

За результатами спектрометрії γ -випромінювання під час ІНГК-РЗ можна ідентифікувати елементи-поглиначі нейтронів і оцінювати їхню концентрацію у гірських породах, що особливо важливо для рудної геології.

Область застосування результатів імпульсного нейтронного γ -картажу радіаційного захоплення. За γ -випромінюванням, утвореним у результаті радіаційного захоплення нейтронів, можна виділити досить багато хімічних елементів: водень, кремній, кальцій, залізо, сірку, хлор та ін.

Визначення літології можна зробити, порівнюючи вихід (швидкість рахунку) від конкретного елемента. Наприклад, ангідрит легко ідентифікувати за інтенсивним γ -випромінюванням від сірки та кальцію, що містить цей мінерал. Від вапняку можна відрізнити пісковик, порівнюючи вихід γ -випромінювання від кремнію та кальцію.

На рис. 11.9 наведено результати ІНГК-РЗ пошуково-розвідувальної свердловини.

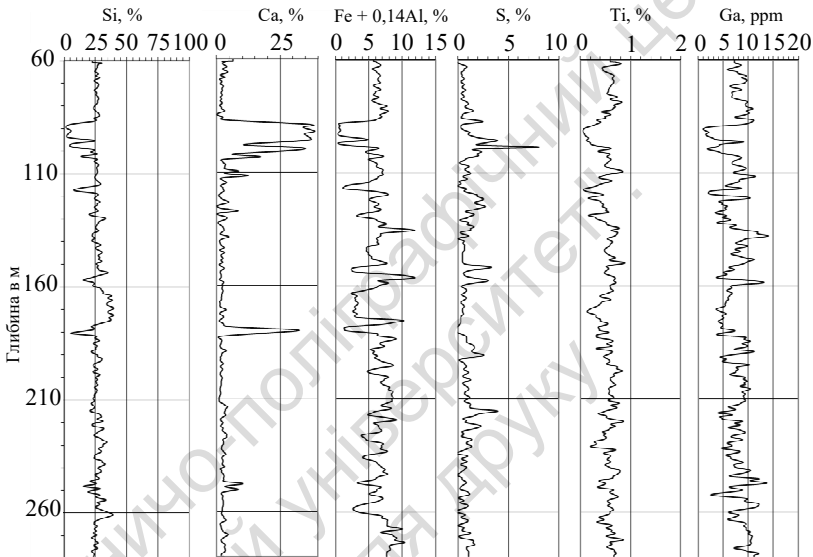


Рис. 11.9. Результати ІНГК-РЗ пошуково-розвідувальної свердловини (за Darwin V. Ellis)

Дослідження ІНГК-РЗ застосовують переважно на родовищах нафти і газу й обмежено на родовищах твердих корисних копалин.

ІНГК-РЗ у нафтовій геології застосовують для визначення вмісту в гірських породах водню, хлору та заліза. Поглинання ядрами водню нейтронів супроводжується генерацією γ -квантів з енергією 2,23 МеВ; поглинання ядрами хлору нейтронів приводить до появи декількох груп γ -квантів, серед яких спостерігаються найбільш інтенсивні γ -лінії з енергіями 6,11 і 6,64 МеВ. Для основної групи γ -квантів, що генеруються в результаті захоплення ядрами заліза нейтронів, характерна інтенсивна γ -лінія з енергією

7,64 MeV. Роздільну реєстрацію γ -випромінювання від водню, хлору і заліза виконують у часовому інтервалі t_{B2} (див. рис. 11.8) в енергетичних каналах: $\Delta E^H = 1,8\text{--}2,5$ MeV; $\Delta E^{Cl} = 5,0\text{--}6,8$ MeV; $\Delta E^{Fe} = 6,9\text{--}7,7$ MeV.

11.3.2. Імпульсний нейтронний γ -картаж непружного розсіяння

Імпульсний нейтронний γ -картаж з реєстрацією γ -випромінювання непружного розсіяння нейтронів (ІНГК-НР) використовує особливості часового та енергетичного розподілу γ -квантів, які з'являються в результаті непружного розсіяння швидких нейтронів на ядрах породотвірних елементів. На рис. 11.10 наведено схему реакцій непружної взаємодії нейтронів, які використовують у каротажі.

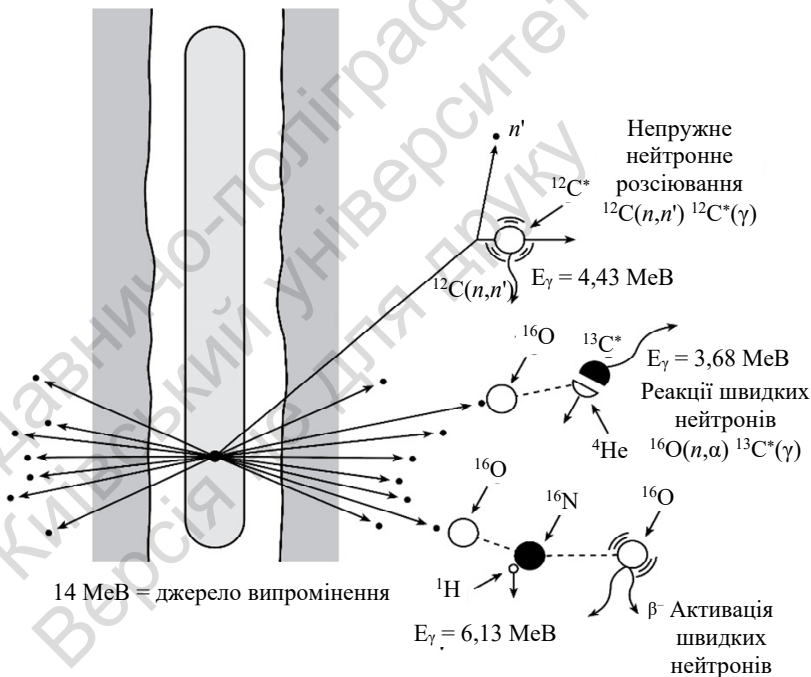


Рис. 11.10. Схема реакцій непружної взаємодії нейтронів, які використовують у каротажі (за Darwin V. Ellis)

Непружне розсіяння може відбуватися лише доти, поки нейтрони мають енергію в декілька МеВ. З подальшим сповільненням нейтронів цей процес закінчується. Тому часове вікно t_b для реєстрації γ -випромінювання, зумовленого зняттям збудження ядер після непружного розсіяння на них нейтронів, має практично збігатися з тривалістю імпульсу первинного нейтронного випромінювання.

Тривалість цього імпульсу становить зазвичай кілька мікросекунд і на сучасному етапі за допомогою ІНГК-НР найчастіше визначають вміст у гірських породах чотирьох елементів: ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si і ^{40}Ca . Оскільки кожний із перелічених нуклідів має власну схему енергетичних станів, значення енергії квантів, генерованих збудженими ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca , суттєво відрізняються. За непружного розсіяння нейтронів виявляються головним чином перші рівні збудження, відмінності за якими в досліджуваних ядрах виражені особливо чітко. Енергія першого рівня збудження становить: ^{28}Si – 1,78 МеВ; ^{40}Ca – 3,35 МеВ; ^{12}C – 4,43 МеВ; ^{16}O – 6,13 МеВ.

Якщо в межах "вікна" t_b здійснити сортування імпульсів від γ -квантів за амплітудою (енергією), то окремо реєструватиметься випромінювання від кремнію, кальцію, вуглецю і кисню. Для цього вводяться такі енергетичні "канали": $\Delta E^{\text{Si}} = 1,5\text{--}2,0$ МеВ; $\Delta E^{\text{Ca}} = 2,6\text{--}3,6$ МеВ; $\Delta E^{\text{C}} = 3,8\text{--}4,7$ МеВ; $\Delta E^{\text{O}} = 4,9\text{--}6,6$ МеВ (рис. 11.10). Реєстрація γ -випромінювання виконується за допомогою багатоканальних амплітудних аналізаторів або γ -спектрометрів.

Блок управління апаратури ІНГК-НР забезпечує синхронізацію роботи імпульсного нейтронного генератора і схеми детектування. Остання містить детектор γ -квантів, часовий селектор імпульсів і блок амплітудного аналізу (багатоканальний аналізатор імпульсів, або спектрометр). Часовий селектор виділяє імпульси від детектора, зареєстровані протягом інтервалів t_{b1} і t_{b2} . Імпульси, які виникли, сортуються за енергією у блоці амплітудного аналізу. Електронна схема включає також мікропроцесор, який здійснює низку математичних операцій. Він визначає концентрації С, О, Si і Ca у гірських породах і відношення вмісту цих елементів (напр., Si/Ca C/O).

С/О каротаж. С/О-каротаж є найпоширенішою модифікацією ІНГК-НР. У ході С/О-каротажу визначається параметр, який характеризує відношення у породі вмісту ядер вуглецю до ядер

кисню. Цей параметр пов'язаний із вмістом у породі вуглеводневих сполук. Він не залежить від вмісту хлору, тому найчастіше використовується для оцінки нафтонасиченості порід у свердловинах на родовищах з низькою, невідомою або змінною мінералізацією пластових вод.

Спектр γ -випромінювання непружного розсіяння (ГВНР) формується переважно за рахунок моноспектрів γ -випромінювання (ГВ) кисню, вуглецю, кремнію, кальцію і заліза. Причому піки вуглецю у спектрі ГВНР визначаються лише за достатньо великого його масового вмісту (понад 10 %). Внесок інших елементів незначний, а випромінювання від водню взагалі відсутнє. Найважливішими енергетичними областями у спектрі ГВНР для цілей визначення нафтонасиченості порід є області спектра, які відповідають випромінюванню вуглецю і кисню: основні – 4,43 МеВ (С), 6,13 МеВ (О); додаткові, які пов'язані з утворенням електрон-позитронних пар, – 4,43–0,511 МеВ (С), 6,13–0,511 МеВ (О).

Спектр γ -випромінювання радіаційного захоплення (ГВРЗ) формується з моноспектрів водню, кремнію, кальцію, хлору, заліза. Внесок від вуглецю і кисню незначний. Важливими частинами спектра ГВРЗ у С/О-каротажі є інтервали, які відповідають випромінюванню кальцію і кремнію, водню, хлору і заліза.

У С/О-каротажі використовується принцип аналізу швидкостей рахунку в діапазонах енергетичних спектрів ГВНР, яке відповідає випромінюванню вуглецю і кисню. Для корекції відношення $R_{C/O}$ за вплив речовинного складу порід за спектром ГВНР і ГВРЗ розраховується відношення $R_{Ca/Si}$. Основним інтерпретаційним параметром тут виступає різниця виправлених за вплив завод і відношень $R_{C/O}$ і $R_{Ca/Si}$.

Нафтонасичена пористість за даними С/О-каротажу визначається

$$K_{\text{пн}}^{C/O} = f(\Delta R_C) + \sum_{i=1}^j \Delta_{\text{пн}} V_i - \Delta_{\text{г}}, \quad (11.11)$$

де ΔR_C – різниця виправлених за вплив умов вимірювання спектральних відношень (власне "ефект С/О"), $\Delta_{\text{пн}}$ – парціальна поправка (на одиницю об'єму породи) за вплив i -го компонента породи, $\Delta_{\text{г}}$ – поправка за вплив газу.

Відносно невелика глибинність досліджень (20–30 см) накладає обмеження щодо застосування С/О-каротажу. Він працює, коли мала зона проникнення і потребує статистики вимірювань,

що усуває вплив свердловини (діаметр свердловини, товщини цементного каменю, ступінь мінералізації промивальної рідини тощо). Найсприятливіші умови проведення С/О каротажу – свердловини, заповнені прісною водою.

Основним об'єктом С/О-каротажу є обсаджені й необсажені свердловини з розформованими (або сформованими) зонами проникнення, заповнені (у порядку погіршення умов вимірювань) прісною водою → нафтою/конденсатом → мінералізованою водою/реагентом CaCl_2 або KCl → сумішшю "вода-нафта".

Основним результатом інтерпретації даних С/О-каротажу є поточна нафтонасиченість пласта. Для прогнозування припливу за результатами отриманої нафтонасиченості необхідно залучати додаткові дані, це – фазова проникність пласта, тип колектора (гідрофобний/гідрофільний), мінеральний склад породи, її пористість, наявність залишкової води.

Практичний досвід показує, що для кількісної інтерпретації даних С/О-каротажу необхідна опорна інформація у вигляді результатів ГДС відкритого стовбура і дані ІННК і СГК в обсадженому стовбурі.

Апаратура. До складу апаратури С/О-каротажу входить спектрометричний модуль ІННК і ГКС. Два модулі можуть застосовуватися разом або окремо. Основними елементами модулів С/О-каротажу є: захисний корпус, генератор нейтронів, детектор γ -випромінювання, захисні екрани (на основі вольфрамівих і борних сплавів), електронний блок.

Режим вимірювання обирається таким чином, щоб отримані спектри ГВНР і ГВРЗ були однакові за тривалістю накопичення імпульсів, але відрізнялися з моменту початку їхнього накопичення. Спектр ГВНР починає реєструватися з моменту потрапляння імпульсів швидких нейтронів і є сумою короткоіснуючого (до 30 мкс) γ -випромінювання непружного розсіяння. Тоді як спектр ГВРЗ є сумою середньоіснуючого (до 3 мс) γ -випромінювання радіаційного захоплення. Для отримання "чистого" спектра ГВНР із першого спектра віднімають другий.

Вимоги до апаратури ГВРЗ/ГВНР:

1. Контрольована стабільність роботи вимірювальних трактів.
2. Кількість вимірювальних каналів – не менша за 512 в енергетичній шкалі й 256 у часовій шкалі.

3. Часовий режим роботи генератора нейтронів дозволяє вимірювати як коротку (свердловинну), так і довгу (пластову) складову кривої часового розподілу, реєстрованого ГВРЗ і визначати макроскопічний переріз захоплення або часу життя теплових нейтронів не більше $\pm 5\%$.

4. Метрологічне забезпечення у вигляді наборів стандартних спектрів і залежностей дозволяють контролювати вимірювання і визначати геофізичні параметри з урахуванням свердловинних умов.

5. Автоматизація обробки результатів, яка включає визначення енергетичної шкали спектрометра, установлення первинних спектрів, урахування фонових складових у вимірюваних спектрах, що дозволяє отримати чисті спектри ГВНР, ГВРЗ, γ -випромінювання нейтронної активації, γ -випромінювання природних радіонуклідів.

6. Кількісна оцінка відносного вмісту породотвірних елементів (C, O, H, Cl, Si, Ca, Mg, Fe, S).

Первинна обробка результатів включає:

- Автоматичне визначення енергетичної шкали спектрометра.
- Автоматичне відновлення первинних спектрів з урахуванням перерахунків і накладень за високих і змінних завантажень спектрометричного тракту.
- Автоматичне врахування внесків фонових складових у вимірювані спектри і отримання "чистих" спектрів ГВНР, ГВРЗ, γ -випромінювання нейтронної активації, γ -випромінювання природних радіонуклідів.
- Обробка "очищених" спектрів здійснюється шляхом розкладання їх на стандартні складові, що дозволяє оцінити інтенсивність γ -випромінювання окремих породотвірних елементів пласта і визначити їхній ваговий вміст.

Область застосування результатів імпульсного нейтронного гамма-картажу непружного розсіяння. Значний практичний інтерес становлять дані ІНГК-НР для визначення водонафтового контакту за вмістом вуглецю за низької мінералізації пластових вод.

Для прикладу на рис. 11.11 наведено γ -спектри непружного розсіяння нафтонасиченого і водонасиченого пластів.

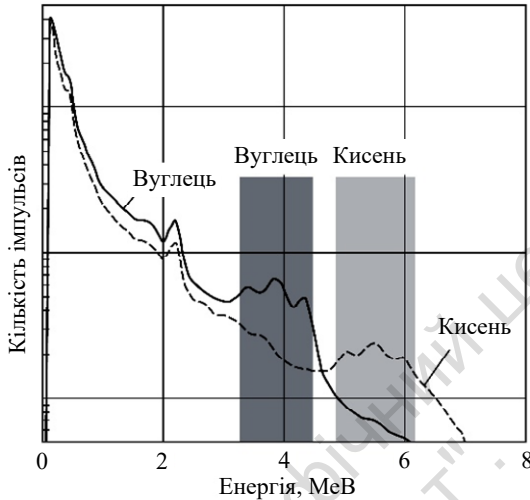


Рис. 11.11. Гамма-спектри непружного розсіяння нафтонасиченого (суцільна лінія) і водонасиченого (пунктирна лінія) пластів (за Darwin V. Ellis)

До недоліків методу належить те, що радіус зони дослідження ІНГК-НР малий (8–12 см). На його показання мають великий вплив свердловинні умови, тому цим методом доцільно досліджувати незакріплені свердловини.

За відношенням С/О оцінюють водо- або нафтонасиченість пластів-колекторів. Це співвідношення не залежить від мінералізації пластових вод. Незалежність відношення С/О вигідно відрізняє дані ІНГК-НР від інших імпульсних методів досліджень, пов'язаних з визначенням терміну життя теплових нейтронів у газо-, нафто- та водонасичених пластах. Тип колектора визначається за допомогою відношення Si/Ca: малі його значення характерні для карбонатних порід, а підвищені – для піщано-глинистих відкладів.

За відношенням С/О у розрізах вугільних свердловин можна чітко виділити вугільні пласти з малою зольністю, а за вмістом Si і Ca – впевненіше визначати зольність вугілля.

Отже, під час комплексування ІНГК-НР і ІНГК-РЗ отримують значно більшу інформацію про досліджені гірські породи та флюїди, що їх насичують. Водночас, крім показника нафто-, газо- та водонасичення (відношення С/О) та ознаки типу колектора

(відношення Si/Ca), визначається також залізистість гірської породи (відношення Fe/(Ca + Si)), дається оцінка пористості порід (відношення H/(Ca + Si)) та показника мінералізації підземних вод (відношення Cl/H).

Контрольні запитання

1. У результаті яких ядерних реакцій за взаємодії нейтронів із гірськими породами генеруються γ -кванти?
2. Яка фізична суть нейтронного γ -каротажу?
3. Назвіть модифікації стаціонарного нейтронного γ -каротажу та їхні особливості.
4. Назвіть сферу застосування нейтронного γ -каротажу.
5. Які елементи визначаються за допомогою спектрометричного нейтронного γ -каротажу?
6. Назвіть особливості γ -спектра випромінювання, спричиненого радіаційним захопленням нейтронів.
7. Які вимірювальні прилади використовують під час досліджень нейтронним γ -каротажем і нейтронним γ -каротажем спектрометричним?
8. Які переваги нейтронного γ -каротажу спектрометричного з використанням γ -випромінювання непружного розсіяння нейтронів?
9. Які геологічні завдання вирішують за допомогою стаціонарного нейтронного γ -каротажу у ході геофізичних досліджень свердловин?
10. Назвіть модифікації імпульсного нейтронного γ -каротажу та їхні особливості.
11. Які завдання вирішують за допомогою імпульсного нейтронного γ -каротажу з реєстрацією γ -випромінювання радіаційного захоплення нейтронів?
12. Які завдання вирішують за допомогою імпульсного нейтронного γ -каротажу непружного розсіяння?
13. Як визначається глибинність імпульсного нейтронного γ -каротажу радіаційного захоплення нейтронів?
14. Які переваги імпульсного нейтронного γ -каротажу радіаційного захоплення нейтронів порівняно з імпульсним нейтронно-нейтронним каротажем?

15. Які особливості використовує імпульсний нейтронний γ -каротаж у результаті непружного розсіяння швидких нейтронів на ядрах породотвірних елементів?

16. Які елементи визначаються за допомогою імпульсного нейтронного γ -каротажу непружного розсіяння в розрізах нафтогазових свердловин?

17. Які завдання вирішують імпульсним нейтронним γ -каротажем непружного розсіяння у ході дослідження вугільних свердловин?

18. Які переваги під час комплексування імпульсного нейтронного γ -каротажу непружного розсіяння та імпульсного нейтронного γ -каротажу радіаційного захоплення нейтронів?

19. Які особливості вимірювань імпульсного нейтронного γ -каротажу непружного розсіяння та імпульсного нейтронного γ -каротажу радіаційного захоплення?

Література: [1, 5, 7-14, 16 19-20, 23-24, 29, 37, 41, 48].

РОЗДІЛ 12

Нейтронно-активаційний каротаж

Нейтронно-активаційний каротаж (НАК) оснований на явищі наведеної радіоактивності під впливом опромінювання гірських порід нейтронами різних енергій. Метод дозволяє вимірювати інтенсивність випромінювання штучних радіоактивних ізотопів, які утворюються в результаті ядерних реакцій під час опромінювання гірських порід у природному заляганні (у свердловині) потоком нейтронів. НАК застосовується для визначення вмісту у породі певних елементів.

12.1. Фізичні основи методу нейтронно-активаційного каротажу

Визначення й оцінка вмісту елементів за радіоактивністю їхніх ізотопів основана, по-перше, на індивідуальному характері ядерних реакцій, а по-друге, на різноманітні властивостей утворених радіоактивних ізотопів, відмінності в періодах їхнього піврозпаду, видах і спектрах випромінювання тощо.

Ядерні реакції, які викликаються нейтронами, майже завжди приводять до утворення радіоактивних нуклідів. Зазвичай утворені радіонукліди розпадаються шляхом β -розпаду, який супроводжується генерацією γ -квантів. За енергією цих квантів можна ідентифікувати випромінювач, а за їхньою кількістю визначити концентрацію відповідного елемента. Суть НАК полягає у визначенні вмісту одного або декількох елементів в активованих під час опромінювання нейтронним потоком гірських породах і рудах, що перетинаються свердловиною. Основним типом взаємодії, що використовується в нейтронно-активаційному методі, є радіаційне захоплення теплових нейтронів, тобто реакція типу (n, γ) , за якої часто утворюються радіоактивні ядра. Для визначення концентрацій окремих елементів істотне значення мають реакції типу (n, α) , (n, p) і $(n, 2n)$, що можуть викликатися

швидкими нейтронами. НАК – це один із найбільш селективних методів ядерної геофізики.

У гірських породах зазвичай одночасно активується кілька ізотопів. Для їхньої ідентифікації використовують відмінності ізотопів за періодом піврозпаду або хімічне розкладання зразка з виділенням певного радіоактивного ізотопу. Отже, існують два основні варіанти активаційного аналізу. Перший оснований на використанні специфічних ядерних характеристик елементів (переріз активації, поширеність ізотопів тощо), а також новоутвореного радіоактивного ізотопу (енергія γ -випромінювання, період піврозпаду тощо). Він отримав назву інструментального і використовується як для НАК, так і в лабораторних умовах. Інший варіант оснований на хімічному виділенні досліджуваних ізотопів і наступного вимірювання їхньої радіоактивності. Цей аналіз називається радіохімічним і використовується в лабораторних умовах.

Гірські породи є складними системами за своїм речовинним складом, у них одночасно можуть активуватися кілька елементів. У зв'язку із цим одним з основних завдань НАК є розділення сумарного активаційного ефекту на моноізотопні складові. Із цією метою використовуються відмінності в періодах піврозпаду та енергетичному спектрі випромінювання. На цьому базисі розроблено різноманітні способи поділу наведеної активності на складові: найменших квадратів, графічний, з використанням номограм тощо.

У ході опромінювання речовини нейтронним потоком щільністю Φ із часом кількість радіоактивних ядер N змінюється відповідно до рівняння

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \cdot \sigma \cdot q_a - \lambda \times N, \quad (12.1)$$

де σ – переріз реакції, що викликає утворення даного радіонукліда; λ – постійна розпаду нукліда; q_a – кількість атомів визначуваного (активованого) елемента ($q_a = 6,02 \cdot 10^{23} \cdot \theta \cdot q \cdot m/M$, де $6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро; θ – частка активованого нукліда в природній суміші ізотопів; q – концентрація визначуваного елемента; m – маса аналізованої проби; M – атомна маса елемента).

Розв'язок рівняння (12.1) визначається виразом

$$N = \frac{\Phi \cdot \sigma \cdot q_a}{\lambda} [1 - e^{-\lambda \cdot t}]. \quad (12.2)$$

Наведена активність $A = \lambda \cdot N$, λ – обернено пропорційна періоду піврозпаду T , а накопичення активності утворених ядер описується формулою

$$A = \Phi \cdot \sigma \cdot q_a \left[1 - e^{-t(\ln 2/T)} \right]. \quad (12.3)$$

За досить великих значень часу t активність наближається до постійної величини $\Phi \cdot \sigma \cdot q_a$, що називається активністю насичення A_{\max} . Залежність накопичення активності від відношення t/T наведено на рис. 12.1. Із рисунка видно, що продовжувати опромінення після того, як активність досягне величини, близької до насичення, недоцільно. Насичення зумовлене тим, що в рівнянні (12.1) $\Phi \cdot \sigma \cdot q_a = \lambda \cdot N$ і $dN/dt = 0$, тобто кожену секунду розпадається стільки ж ядер, скільки утворюється.

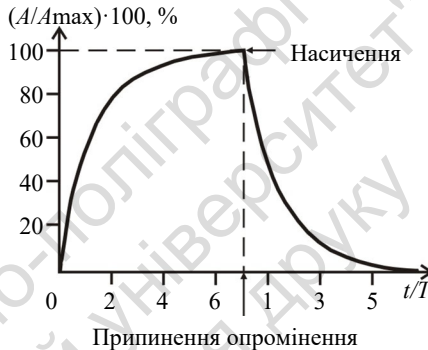


Рис. 12.1. Залежність відношення A/A_{\max} (активності елемента A до активності насичення A_{\max}) від величини t/T

Після припинення опромінення активність зменшується за експоненціальним законом. Отже, якщо час активації становить t_a , а між кінцем опромінення та початком вимірювань зроблено паузу тривалістю t_n , то формула для визначення активності набуває вигляду

$$A = A_{\max} \left[1 - e^{-t_a(\ln 2/T)} \right] \cdot \left[e^{-t_n(\ln 2/T)} \right]. \quad (12.4)$$

Швидкість рахування γ -квантів $I_{\gamma,a}$ пов'язана з активністю A співвідношенням

$$I_{\gamma,a} = A \cdot B_{\gamma} \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot R, \quad (12.5)$$

де B_{γ} – квантовий вихід γ -випромінювання, що формує аналітичну лінію в γ -спектрі; ε_{γ} – відносна ефективність реєстрації детектором

γ -квантів з енергією відповідної енергії (аналітичної лінії); R – коефіцієнт використання γ -випромінювання, залежний від геометричних умов вимірювання. Концентрація визначуваного елемента прямо пропорційна швидкості рахування γ -квантів $I_{\gamma,a}$.

Глибина дослідження НАК під час активації тепловими нейтронами становить 12–15 см, а швидкими – удвічі менше.

У НАК використовуються радіоізотопні джерела нейтронів, в яких нейтрони виникають під дією випромінювання природних або штучних радіонуклідів. Таким випромінюванням може бути потік α -частинок, енергія яких достатня для здійснення реакції (α, n) на легких ядрах (напр., на ядрах ^9Be або ^{10}B). Найчастіше як α -випромінювачі застосовуються радіонукліди ^{210}Po , ^{238}Pu , ^{241}Am . Інша реакція (γ, n), що використовується в радіоізотопних джерелах – фоторозщеплення ^9Be . Гамма-випромінювачем зазвичай служить радіонуклід ^{124}Sb . Радіоізотопними є також джерела на базі трансуранового елемента каліфорнію (^{252}Cf). Спонтанний поділ кожного ядра ^{252}Cf супроводжується вильотом у середньому 3,8 нейтронів, водночас 1 мг каліфорнію генерує $2,3 \cdot 10^9$ нейтр./с.

Підвищені перерізи активації тепловими нейтронами характерні для великої групи елементів: Al, Si, Mn, Cl, F, Na, K, V, Cu, Cd тощо. Високі перерізи активації під дією швидких нейтронів мають елементи O, Mg, Al, Si, Cl, Cr, Mn, F.

На сучасному етапі розвивається багатоелементний НАК, призначений для дослідження гірських порід в умовах їхнього природного залягання.

12.2. Методика досліджень нейтронно-активаційного каротажу

Принцип вимірювання НАК. Гірську породу в заданій точці розрізу свердловини протягом деякого часу опромінення t_a активують дією нейтронного випромінювання, що створюється стаціонарним або імпульсним джерелом нейтронів.

Дослідження НАК проводять точковим способом або за безперервного руху приладу. Точки вибирають з урахуванням поставленого завдання і наявних даних про потужність пласта, його

літологічних особливостей та імовірного характеру розподілу елементів гірської породи, що активуються на різних глибинах. Доцільно вибирати точки спостереження через інтервали, рівні відстані від середини детектора до нейтронного джерела. Це дозволяє значно скоротити процес дослідження свердловини за рахунок поєднання в часі виміру наведеної активності в одній точці з опромінюванням середовища на іншій точці. Попередньо в кожній точці заміряють інтенсивність природного (фонового) γ -поля $I_{\gamma, \phi}$. Після закінчення опромінення середовища проти точки встановлюють детекторну частину свердловинного приладу і реєструють зміну в часі інтенсивності γ -випромінювання активованої породи $I_{\gamma, a, \text{реєс}}$. За результатами вимірювань будують криву $I_{\gamma, a} = f(t_p)$, попередньо вилучивши з $I_{\gamma, a}$ величину інтенсивності природного γ -випромінювання (фон) $I_{\gamma, \phi}$, заміряну перед опроміненням середовища: $I_{\gamma, a} = I_{\gamma, a, \text{реєс}} - I_{\gamma, \phi}$.

Метод наведеної активності за безперервного переміщення приладу застосовується тільки в разі вимірювання наведеної активності короткоіснуючих ізотопів ($T_{1/2} < 10$ хв). Його ефективність і точність вимірювань багато в чому залежить від швидкості переміщення свердловинного приладу, розміру зонда і періоду піврозпаду ізотопу шуканого елемента. Джерело нейтронів розташовується на максимальній відстані (зазвичай кілька метрів) і вище від детектора γ -випромінювання. Під час вимірювання $I_{\gamma, a, \text{реєс}}$ власне γ -випромінювання нейтронного джерела і γ -випромінювання радіаційного захоплення, що виникає в породі, свердловині й корпусі свердловинного приладу, практично не впливають на результати вимірювань. Оптимальний розмір свердловинного зонда для кожної природної обстановки (порід і корисних копалин) зазвичай встановлюється експериментально.

Після закінчення опромінення наведена радіоактивність гірських порід у часі зменшується за експоненціальним законом і на момент виміру наведеної γ -активності $I_{\gamma, a}$ (див. ф. 12.5) пропорційна числу активованих ядер (див. ф. 12.2).

Отже, зареєстрована детектором γ -активність у будь-який момент часу пропорційна його концентрації. Завдяки цьому метод

наведеної активності дозволяє вирішувати два завдання: 1) ідентифікацію ізотопів, що зумовлюють наведену γ -активність; 2) визначення концентрації активованих ізотопів і елементного складу досліджуваного об'єкта. Перше завдання вирішується з урахуванням періоду піврозпаду радіоактивних ізотопів, які утворюються, а також спектрального складу γ -випромінювання, що генерується за їхнього розпаду. Вирішення другого завдання ґрунтується на пропорційності величини наведеної γ -активності кількості ядер вихідного елемента в гірській породі.

Як уже зазначалося, найчастіше в природних об'єктах, що досліджуються, активується не один, а кілька ізотопів, які мають різні періоди піврозпаду і містяться в різних концентраціях. Для зменшення впливу короткоіснуючих радіоактивних ізотопів (які не становлять пошукового інтересу) наведена γ -активність вимірюється через певний час після закінчення опромінення гірської породи потоком нейтронів, протягом якого велика частина короткоіснуючих ізотопів розпадається. Крім того, шляхом вибору часу опромінення можна домогтися, щоб наведена активність одних елементів була максимальною (які є об'єктом дослідження), а інших – дуже малою (елементи – завади). Однак і в цьому випадку не вдається зареєструвати спад наведеної γ -активності, зумовленої тільки одним активованим ізотопом (об'єктом дослідження).

Оцінка наведеної γ -активності, пов'язаної з активацією кожного елемента окремо, ґрунтується на розділенні кривої $I_{\gamma,a} = f(t_p)$ на окремі її складові. Розрізнення найчастіше здійснюється шляхом її графічного розчленування (рис. 12.2, а).

Виходять із того, що після закінчення опромінення наведена радіоактивність гірських порід, викликана одним радіоактивним ізотопом, у часі зменшується за експоненціальним законом, що виражається графічно в системі координат $x = t_p$; $y = I_{\gamma,a}$ у вигляді прямої, тангенс кута нахилу якої дорівнює постійній розпаду λ , а відрізок, що відсікається на осі ординат – величині $I_{\gamma,a}$. За постійною λ можна визначити шуканий елемент, а за величиною $I_{\gamma,a}$ – його вміст у породі. В області максимальних значень t_p зазначена крива описує закон розпаду радіоактивного ізотопу, який найдовше існує з присутніх у породі.

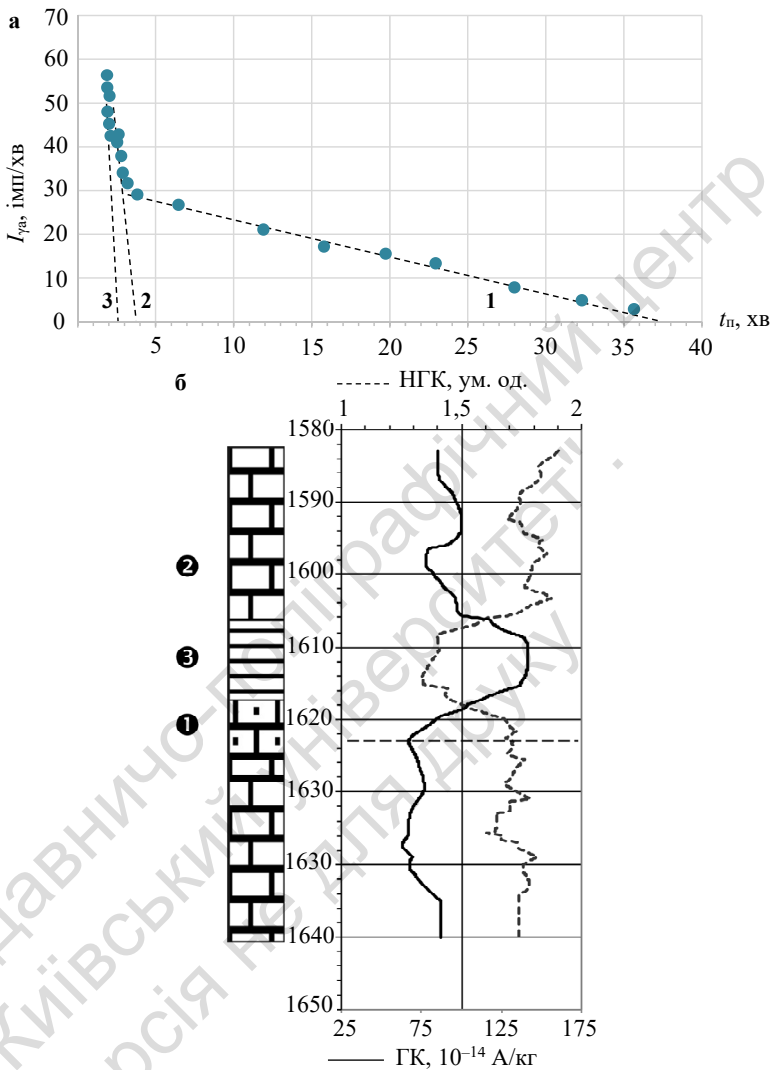


Рис. 12.2. Приклад графічного розчленування кривої $I_{\gamma a} = f(t_{1/2})$ для суміші радіоактивних ізотопів (а) і відбивка ВНК у кріпленій свердловині (б):

а) 1 – ^{38}Cl ($T = 37,24$ хв), 2 – ^{52}V ($T = 3,743$ хв), 3 – ^{28}Al ($T = 2,241$ хв);

б) — НГК; -ГК-а (ГК після активації),

1 – нафтоносний вапняк; 2 – вапняк; 3 – глина, - - ВНК.

12.3. Виконання нейтронно-активаційного каротажу на свердловині

Бурова бригада готує свердловину до проведення каротажу згідно з технічними умовами. Каротажний загін готує станцію і розташовує контейнер з нейтронним джерелом. Власне монтування нейтронного джерела у свердловинний прилад виконується безпосередньо перед спуском свердловинного приладу у свердловину.

Спуск свердловинного приладу відбувається зі швидкістю, не більшою за 1000 м/год. За його підходу до забою швидкість знижують до 50 м/год. Після вимірювання відстаней від точки відбивки міток і верхньої межі кондуктора піднімають свердловинний прилад із забою на 1–2 м і визначають глибину спуску свердловинного приладу.

За аналогової реєстрації, за обраної швидкості реєстрації у масштабі глибин 1 : 200 виконують оглядовий НАК по всьому стовбуру свердловини або за попередньо наміченими інтервалами. Швидкість каротажу контролюють за відмітками часу на діаграмній стрічці самописця.

Після закінчення запису через інтервал часу, рівний 4–5 періодам піврозпаду ізотопу-індикатора, на діаграмну стрічку сумарного ефекту від наведеної активності й природного фону записують фон. Параметри запису – масштаб глибин (1 : 200) і чутливість приладу залишають ті ж самі й повторюють запис свердловинним приладом під час його підйому, водночас швидкість слід витримувати постійну з точністю до 5 %.

За одержаними діаграмами намічають інтервали для деталізаційного каротажу. У таких інтервалах виконують деталізаційні вимірювання у масштабі 1 : 200 за потужності рудних тіл h понад 10 м, 1 : 100 за h від 5 до 9 м, 1 : 50 за h від 2 до 5 м і 1 : 20 за h менше 2 м. Детальний запис НАК має охоплювати вмісні породи або забалансові руди не менш ніж на 2 м з кожного боку рудного інтервалу.

Зазвичай НАК за довгоіснуючим ізотопом виконують тільки у вигляді деталізаційного каротажу в інтервалах, виділених іншими методами (ГК, ГГК). У процесі проведення НАК швидкість каротажу витримують постійною з точністю до 3–5 % для короткоіснуючого ізотопу індикатора й до 1 % для довгоіснуючого.

Для підвищення точності вимірювань неперервний деталізаційний НАК за довгоіснуючими ізотопами виконують двічі, а за короткоіснуючими – 2–4 рази.

12.4. Завдання та область застосування нейтронно-активаційного каротажу

Нейтронно-активаційний каротаж дозволяє вирішувати низку завдань нафтогазової й рудної геології.

За допомогою НАК можна визначити вміст багатьох хімічних елементів, у тому числі кольорових і рідкісних металів, у гірських породах в умовах їхнього природного залягання. Найчастіше НАК застосовується для визначення фтору (реакція $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$), алюмінію ($^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$), кремнію ($^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$), кальцію ($^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$), міді ($^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$), марганцю ($^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$), натрію ($^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$), хлору ($^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$), кисню ($^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$).

Під час досліджень нафтових свердловин НАК дозволяє визначати характер насичення пластів і ступінь їхнього обводнення, швидкість руху пластових вод родовища, контролювати стан і переміщення водонафтового контакту в процесі розробки родовища, а також технічний стан свердловини.

За високої концентрації натрію і хлору в мінералізованих пластових водах (> 50 г/л) розділяти нафтоносну і водоносну частини пласта методом наведеної активності можна за хлором, натрієм або ванадієм (рис. 12.2, б). У пластових умовах вміст хлору і натрію у водоносній частині пласта вищий, ніж у нафтоносній. Тому НАК оснований на опроміненні пласта потоком теплових нейтронів і реєстрації γ -випромінювання ^{24}Na , що утворюється в результаті реакції ($^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$), або γ -випромінювання ^{38}Cl у результаті реакції ($^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$), є ефективним способом визначення ВНК. Ці реакції використовуються в ході визначення водонафтового контакту за складних умов, коли інші ядерно-геофізичні методи для вирішення цього завдання дають незадовільні результати.

Опромінення і вимірювання спаду наведеної активності з використанням натрію як індикаторного елемента виконується про-

тягом 4 год. Для дослідження наведеної активності хлору опромінювання пласта нейтронами виконується протягом 40 хв, а з вимірювання спаду наведеної радіоактивності – протягом 2,0–2,5 год. Точність відбивки водонафтового контакту методом наведеної активності за натрієм вища, ніж за хлором. Слід зазначити, що НАК характеризується підвищеною чутливістю до водонафтонасичення колекторів, але він малопродуктивний порівняно з іншими методами.

Швидкість руху пластових вод визначається за ступенем відхилення спаду наведеної активності даного ізотопу від експоненціального закону за взаємного руху досліджуваного середовища (пластових вод) і детектора, що реєструє наведену радіоактивність.

Нейтронно-активаційний каротаж є одним з ефективних методів ядерно-геофізичного опробування твердих корисних копалин у природному заляганні. Він успішно застосовується в дослідженні свердловин на родовищах флюориту та інших фторовмісних корисних копалин (фосфоритів, апатитів), мідних і марганцевих руд, різних видів глиноземної сировини для якісного виділення корисних копалин, а в окремих випадках – і для кількісної оцінки їхнього вмісту в розрізах свердловин, наприклад бокситів (за наведеною активністю ^{28}Al), марганцю, міді, флюоритів (в основному за ізотопом ^{16}N) тощо.

Слід зазначити, що загалом у ряді природних процесів виявляється здатність фтору до утворення комплексних сполук. Міграція у вигляді фторидних комплексів характерна для дуже широкого кола металів (Hf, Ta, W, Hg, U, Li, Be, Ti, V, Y, Zr, Nb, Mo, Sn і лантанодів). У результаті формування родовищ корисних копалин комплексні сполуки розпадаються, фтор стає вільним і мігрує самостійно. Це призводить до виникнення ореолів розсіяння фтору навколо родовищ і рудопроявів, причому протяжність ореолів набагато більша за розміри рудних тіл. Виняткова роль фтору в рудотвірних процесах визначає ефективність його використання як індикатора в прогнозуванні й пошуках корисних копалин. Нейтронно-активаційний каротаж на фтор базується на ядерній реакції $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$.

12.5. Імпульсний нейтронно-активаційний каротаж

Використання імпульсного генератора нейтронів дозволяє проводити активаційний аналіз гірських порід, за активації яких потоком нейтронів утворюються радіоактивні ізотопи з періодом піврозпаду від часток до декількох хвилин.

В імпульсному нейтронно-активаційному каротажі (ІНАК) гірська порода опромінюється потоком нейтронів протягом часу t_a , потім через час затримки t_3 протягом часу t_b вимірюється наведена γ -активність. Імпульсний режим роботи генератора нейтронів дозволяє проводити дослідження з реєстрацією наведеної γ -активності в інтервалах між імпульсами нейтронів. Це виключає вплив фону, зумовленого γ -випромінюванням непружного розсіяння і радіаційного захоплення на реєстровану активність наведеної активності, і тим самим дозволяє проводити вимірювання в русі свердловинними зондами малої довжини, що істотно підвищує чутливість ІНАК.

За активації гірських порід імпульсами нейтронів енергією до 14 МеВ, що забезпечує генератор нейтронів, визначається вміст кисню, фтору, кремнію та інших елементів.

У результаті дослідження розрізів нафтогазових свердловин ІНАК найбільший практичний інтерес становить визначення вмісту кисню з метою виділення продуктивних відкладів, оскільки об'ємний вміст кисню досягає великих значень у водоносній частині розрізу і мінімальних – у нафтогазоносних пластах. Під час опромінення стійкого ізотопу кисню ^{16}O потоком швидких нейтронів відбувається реакція активації ($^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$). Ядра ^{16}N розпадаються з періодом піврозпаду 7,35 с із генерацією високоенергетичних γ -квантів з енергією 6,1 МеВ. Тому водоносна частина пласта в ІНАК фіксується підвищеною інтенсивністю γ -випромінювання наведеної активності порівняно з нафтогазонасиченою частиною. Найсприятливішими за умовами для ІНАК є сухі свердловини, оскільки активація кисню, який є в рідині, що заповнює свердловину, заважає визначенню кисню в породи.

У рудній геофізиці ІНАК може успішно застосовуватися в процесі пошуків і кількісної оцінки промислових скупчень магнію, алюмінію, кремнію, фтору, калію, заліза, міді, фосфору та інших елементів.

Контрольні запитання

1. У чому фізична суть нейтронно-активаційного каротажу?
2. Для визначення яких елементів у зразках гірських порід використовують нейтронно-активаційний каротаж?
3. Які є способи розділення сумарного активаційного ефекту від декількох елементів?
4. Що таке час активації та час охолодження?
5. Яка глибинність дослідження нейтронно-активаційного каротажу?
6. Які джерела нейтронів використовуються під час нейтронно-активаційного каротажу?
7. На якій ядерній реакції базується нейтронно-активаційний каротаж на фтор?
8. Чому відомості про вміст фтору в гірських породах мають важливе геологічне значення?
9. Для пошуку яких корисних копалин використовується нейтронно-активаційний каротаж на фтор?
10. Яка ядерна реакція лежить в основі нейтронно-активаційного визначення міді та алюмінію?
11. Які відмінності в методиці активаційного аналізу у свердловинах для ізотопів з малим і великим періодом піврозпаду?
12. Які завдання вирішуються нейтронно-активаційним методом у свердловинах?
13. Назвіть особливості імпульсного нейтронно-активаційного каротажу.

Література: [5, 9–13, 14, 16–18, 40].

РОЗДІЛ 13

Альтернативи ядерним каротажним методам

Потенційна небезпека, що виникає в разі використання мобільних або переносних джерел іонізуючого опромінення, потребує постійних змін і коректування правил поведінки з ними, спрямованих на заміщення їх неядерними інструментами. Загалом світова і національна політика в галузі ядерної безпеки полягає у збереженні державного регулювання і висунення або посилення вимог до операцій з мобільними джерелами радіоактивного опромінення, стимулюванні до зниження імовірності доз опромінювання персоналу, широкого впровадження керованих джерел на заміну радіоізотопних, посилення загальних і спеціальних заходів радіаційної безпеки.

Каротажні компанії, які для своєї діяльності використовують ядерно-геофізичні методи дослідження, зобов'язані дотримуватися норм поведінки з радіоактивними матеріалами і джерелами згідно з нормативною базою національного регулятора, і змушені здійснювати низку організаційних і технічних заходів з відповідними матеріальними витратами. Дотримання принципу "зменшення ризиків без втрати переваг від застосування ядерно-геофізичних інструментів" не є безальтернативним і може мати кілька способів досягнення мети або їхніх комбінацій:

- 1) поліпшення регуляторної бази;
- 2) зниження рівня активності застосовуваних ампульних радіоізотопних джерел;
- 3) збільшення обсягу використання керованих джерел з одночасним зменшенням обсягу використання ампульних радіоізотопних джерел.

Альтернативні неядерні каротажні технології. На сьогодні існує низка каротажних інструментів, які вирішують завдання, подібні до ядерного каротажу. Серед них виділимо акустичний каротаж, різні варіанти методу опорів, ядерно-магнітний каротаж та інші (табл. 13.1).

Таблиця 13.1

Порівняльний аналіз геологічних завдань, які вирішуюються
неядерними і ядерними каротажними методами
(адаптовано за [54])

Фізичний параметр	Типовий спосіб каротажу	Джерело сигналу	Отримуваний геологічний параметр
Опір	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Електроди	Пластове водонасичення
Самочинна поляризація	Кабельний каротаж	Електроди	Склад пласта і водовміст
Індукційні потенціали	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Котушки	Склад пласта і водовміст
Діелектрична проникність	Кабельний каротаж	Антенна	Склад пласта і водовміст
Пластовий тиск	Кабельний каротаж	Глибинний манометр	Пластовий тиск
Швидкість акустичних хвиль	Кабельний каротаж	Пієзоакустичні датчики	Склад флюїду і пористість
Ядерний магнітний резонанс	Кабельний каротаж	Антенна	Склад флюїду і пористість
Ядерні методи			
Природна гамма-активність	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Детектор γ -випромінювання	Склад пласта, вміст ^{40}K , Th, U пласті
Розсіяне гамма-випромінювання	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Детектор γ -випромінювання; джерело ^{137}Cs або ^{60}Co	Густина пласта і глинистість

Закінчення табл. 13.1

Фізичний параметр	Типовий спосіб каротажу	Джерело сигналу	Отримуваний геологічний параметр
Переріз захоплення нейтронів	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Детектор нейтронного або γ -випромінювання; D-T генератор нейтронів або радіоізотопне джерело нейтронів	Пористість, водо- та нафтонасичення пласта
Переріз захоплення нейтронів	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Детектор нейтронного або $\gamma\gamma$ -випромінювання; Am-Be радіоізотопне джерело або D-T генератор нейтронів	Склад пласта
Уповільнення нейтронів	Каротаж під час буріння / Кабельний каротаж	Детектор нейтронного або γ -випромінювання; Am-Be радіоізотопне джерело або D-T генератор нейтронів	Водневміст
С/О відношення	Кабельний каротаж	Детектор γ -випромінювання; D-T генератор нейтронів	Нафтогазо- і водневміст

Як можна бачити з таблиці, неядерні каротажні методи не покривають весь спектр завдань, які вирішують ядерні каротажні інструменти.

Альтернатива ядерно-геофізичних методів щодо ампульних джерел. Як джерела іонізуючого опромінення використовуються радіоізотопні ампульні джерела та генератори нейтронів. Радіоізотопні джерела – "ампульні" або так звані стаціонарні джерела нейтронів – дають змогу отримати потік нейтронів. Для генераторів нейтронів також вживають назву "імпульсні", їх використовують у НГК, нННК-Т і ННК-НТ.

Відносна простота і вигідність використання ампульних джерел супроводжується необхідністю вирішення низки завдань, пов'язаних з підтриманням необхідного рівня радіаційної та фізичної безпеки на всіх етапах їхнього життєвого циклу.

Головні переваги ампульних джерел γ -випромінювання полягають у тому, що вони досить стабільні, не потребують додаткового живлення (зазвичай громіздкого і нестабільного), малорозмірні, їхнє випромінювання моноенергетичне, ізотропне і має більшменш фіксований оптимальний пік, вони не потребують додаткових операційних витрат у ході експлуатації та відносно дешеві.

Головні недоліки ампульних джерел γ -випромінювання: їх не можна вимкнути, енергію опромінення не можна змінити, вони становлять потенційний радіаційний ризик у разі втрати або неправильного використання.

Радіонуклідні джерела нейтронів використовують для вимірювання пористості та елементного складу порід.

Генератори нейтронів використовують прискорений пучок іонів дейтерію та їхню дію на тритієву мішень, водночас генеруючи нейтрони енергією 14 МеВ. Завдяки цьому методи каротажу з використанням генераторів нейтронів здатні вирішувати ряд специфічних завдань (див. табл. 14.1):

- використовуючи ефект уповільнення нейтронів, визначати водневміст, що непрямо пов'язаний із пористістю;
- визначати відношення С/О, що непрямо пов'язане з нафто- або водонасиченням пласта;
- використовуючи поглинання нейтронів у пласті, визначати переріз поглинання нейтронів у свердловині й у пласті;

- використовуючи криву НАК, визначати параметри, пов'язані з хімічним і мінеральним складом порід.

ІННК в комплексі ГДС (разом із НГК, ГГК) дозволяє визначати сукупність фільтраційно-ємнісних властивостей і структурну характеристику розрізів: обсяг скелета, обсяг глинистої фракції, структуру порового простору тощо; надійно визначати контакти в обсаджених свердловинах.

Керовані генератори нейтронів безпечні, водночас вартість такого джерела значно перевершує вартість ампульних джерел. Для них також існують технологічні проблеми, оскільки гарантований термін експлуатації нейтронних трубок у робочому режимі становить від 50 до 120–150 годин. Відносно малий термін експлуатації генераторів нейтронів змушує сервісні компанії мати щонайменше два джерела на робочому майданчику на випадок поломки одного з них. Крім того, наявність у трубках тритію потребує тих же заходів безпеки, що й під час використання ізотопних джерел.

Рентгенівські трубки є альтернативою щодо ампульних джерел у рентгено-радіометричному каротажі. Факторами, що стримують упровадження рентгенівських трубок у ГДС, є їхні відносно великі габарити, немоноенергетичність і нестабільність спектра вихідного випромінювання, його анізотропність.

Короткий підсумок можливостей альтернатив щодо ампульних джерел:

- не очікується відмова від джерела на основі цезію-137, оскільки йому немає альтернативи щодо компактності, моноенергетичного спектра тощо;

- перехід на низькоактивні ампульні джерела не дозволить упевнено вирішувати завдання визначення густини (ГГК-Г), нейтронної пористості, визначення мінералогії й літології (НГК), пористості в безглинистих пластах (ІННК);

- перехід на низькоактивні джерела вимагатиме збільшення часу досліджень, що призведе до додаткового простою свердловин і економічних втрат компанії;

- очікується подальша відмова від плутоній-берилієвих ампульних джерел нейтронів і перехід з америцій-берилієвих джерел на каліфорній-252;

- використання дейтерій-третієвих генераторів нейтронів дає змогу проводити моніторинг продуктивних пластів, а висока швидкість каротажу суттєво знижує ймовірність аварій і скорочує загальний час роботи на свердловині; вартість дейтерій-третієвих генераторів нейтронів значно вища за вартість ампульних джерел і вони мають невеликі ресурси використання;

- ІННК (порівняно з методами ННК і НГК) має більший радіус дослідження, що дозволяє надійніше визначати ВНК і ГВК, особливо за великих затримок;

- зона дослідження з імпульсними нейтронними генераторами досягає 30 см, що перевищує зону дослідження з використанням ампульних джерел (НГК ~ 20 см, ННК-НТ ~ 10 см);

- для досліджень з імпульсними нейтронними генераторами характерні висока вертикальна роздільна здатність (20–50 см) і приблизно однакові (порівняно з ампульними джерелами) діпазони визначення водневмісту;

- безумовною перевагою каротажних інструментів з керованими генераторами нейтронів порівняно з ампульними аналогами є зниження рівня опромінення виробничого персоналу і повна радіаційна безпека (нейтронні потоки генеруються тільки у ввімкненому стані генератора). Дейтерій-третієві генератори нейтронів до того ж мають вищі енергії потоків нейтронів порівняно з ампульними джерелами нейтронів, ефективніше працюють на встановлення водо-, нафто- та газовмісту.

Альтернативні технології зниження радіаційних ризиків.

Радіоактивні джерела в каротажних інструментах зазвичай належать до 2–4 категорії радіоактивних матеріалів за величиною їхньої потенційної радіаційної небезпеки (табл. 13.2).

У загальному випадку каротажні джерела характеризуються середніми величинами відношення активності джерела (A) до умовної величини небезпеки (D): $10 > A/D > 1$.

Радіологічні ризики під час використання ампульних джерел у ГДС виникають як у межах операційної діяльності, так і за несанкціонованого опромінення персоналу. Конструктивно радіоактивні джерела мають подвійний корпус. Тому під час технологічних операцій з ними вони не становлять значної загрози і, як правило, опромінення персоналу на буровій площадці, у ході транспортування або

на стаціонарному зберіганні не несе значної радіаційної загрози. Зазначена група ризиків добре нормована і має досить точні орієнтири очікуваних доз опромінення.

Таблиця 13.2

Застосування і категорії небезпеки ампульних джерел у каротажі та експлуатації свердловин

(А – активність джерела, D – умовна величина небезпеки)

Ізотоп/ мішень	Категорія МАГАТЕ	A/D	Піврозпад, роки	Типова активність		Застосування
				ТБк	Ки	
²⁴¹ Am/Be	2–3	12	433	> 0,74	> 20	ННК (нейтронна пористість/ літологія)
	3–4	12				Моніторинг гідророзриву пласта
⁷⁵ Se	2	15	~ 0,33	3	80	ГГК-С
⁶⁰ Co	3–4	3,71	5,27	0,00015	0,04	ГГК-Г
²³⁸ Pu/Be	3	1,9	24360	0,11	3	НК
¹³⁷ Cs	3–4	0,74	30	0,037– 0,074	1–2	ГГК
²⁵² Cf	4	0,056	2,55	0,0011	0,03	ННК
²¹⁰ Po/Be	4	0,019	0,39	0,0011	0,03	ННК
²²⁶ Ra	4	0,019	1620	0,000074	0,02	ГГК-Г
⁸⁵ Kr	3–4	0,0012	10,7	0,037	1	Метод мічених атомів

Друга група ризиків пов'язана з різними несанкціонованими факторами і втручанням: аваріями, втратами і крадіжками джерел, із стороннім впливом або несанкціонованим доступом. Уразливість ампульних джерел пов'язана, власне, із цією групою факторів, оскільки всі ампульні джерела зйомні, мають мініатюрні розміри і невелику масу. Другій групі ризиків останнім часом надається все більша увага як з боку МАГАТЕ, так і національних ядерних регуляторів.

Контрольні запитання

1. Назвіть основні завдання, що вирішуються за допомогою ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин з використанням ампульних джерел радіоактивних випромінювань.
2. Назвіть основні завдання, що вирішуються за допомогою ядерно-геофізичних методів досліджень свердловин з використанням генераторів нейтронів.
3. Наведіть підходи до зниження радіаційних ризиків під час проведення каротажних робіт.
4. Які переваги застосування нейтронних генераторів порівняно з ампульними джерелами нейтронів?
5. Назвіть ризики застосування джерел радіоактивних випромінювань під час ГДС.
6. Які ви знаєте альтернативні неядерні каротажні технології?
7. Який комплекс ГДС ви запропонуєте для отримання пористості гірських порід неядерними каротажними методами?
8. Який комплекс ГДС ви запропонуєте для отримання густини гірських порід неядерними каротажними методами?
9. Який комплекс ГДС ви запропонуєте для літологічного розчленування розрізу неядерними каротажними методами?
10. Який комплекс ГДС ви запропонуєте для отримання оцінки глинистості розрізу неядерними каротажними методами?

Література: [22, 30, 34, 49, 54].

РОЗДІЛ 14

Техніка безпеки під час лабораторних і польових ядерно-геофізичних досліджень

Нормативна база стану засобів і заходів радіаційної безпеки. Компанії-експлуатанти і розробники ядерно-геофізичного обладнання використовують нормативні документи, в яких зазначено всі аспекти практичної діяльності з джерелами іонізаційних випромінювань (ДІВ): зберігання на місці робіт, транспортування, використання, облік, вивіз радіоактивних джерел після завершення робіт, утилізація, процедури щодо загублених або зниклих джерел, правила поведінки у разі застрягання джерел у свердловині; дії допущеного до роботи персоналу тощо. Нормативне забезпечення безпеки діяльності компаній, що використовують ДІВ, має різнорівневу структуру і складається із законів, державних стандартів, положень, правил і відомчих наказів.

Короткий перелік нормативної бази:

- Закон України "Про використання ядерної енергії та радіаційну безпеку" від 08.02.95 (внесено зміни від 19.11.96).
- Закон України "Про екологічну експертизу" від 09.12.95 р.
- Закон України "Про поводження з радіоактивними відходами" від 30.06.95.
- Закон України "Про захист людини від впливу іонізуючих випромінювань" від 14.01.98 р.
- Закон України "Про дозвільну діяльність у сфері використання ядерної енергії" від 15.01.2000 р.
- "Норми радіаційної безпеки України" (НРБУ-97/д2000), затверджені наказом Міністерства охорони здоров'я України від 14.07.97 за № 208, Постанова № 62 від 01.12.97.
- "Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України", Міністерство охорони здоров'я України. Наказ № 54 від 02.02.05.

- "Правила ядерної та радіаційної безпеки при перевезенні радіоактивних матеріалів" (ПБПРМ-2001), наказ Державного комітету ядерного регулювання України 23.05.01 № 18, зареєстровано в Міністерстві юстиції України 13 липня 2001 р. за № 591/5782.

- "Геофізичні дослідження надр. Дослідження у свердловинах" ДСТУ 4011-2001, розроблені і внесені Геологічним товариством України, Державним дослідно-конструкторським бюро геофізичного приладобудування і затверджені та введені в дію наказом Держстандарту України від 02.03.01 за № 93.

Крім того, компанії-експлуатанти та розробники ядерно-геофізичного обладнання мають у своєму розпорядженні затверджені директором організації та погоджені з Головою територіального управління Державної служби України з питань безпечності харчових продуктів та захисту споживачів такі документи:

- "План аварійних заходів при поводженні з ДІВ";
- "Положення про роботу служби радіаційної безпеки";
- "Інструкція з радіаційної безпеки";
- "Інструкція з дій персоналу у випадку радіаційних аварій";
- "Протокол контролю поводження з ДІВ";
- "Інструкція дій персоналу при перевезенні ДІВ".

Компанії-експлуатанти та розробники ядерно-геофізичного обладнання використовують свої власні протоколи контролю за ДІВ під час їхнього зберігання та застосування. Переважно здійснюється документація операції з ДІВ у паперовому вигляді. Протоколи розроблено на основі чинної нормативної бази поводження з ДІВ.

Рівні радіоактивного опромінення. Область біологічної дії радіоактивних випромінювань обмежена їхньою проникною здатністю. Так, α -випромінювання небезпечне тільки в безпосередній близькості від джерела випромінювання.

Неекрановане β -випромінювання цілком поглинається в поверхневому шарі біологічної тканини і може спричинити руйнівну дію на шкіру, особливо на слизову оболонку і рогівку ока.

Проникна здатність γ -випромінювання значно більша, тому під час захисту від його дії слід прагнути якщо не повністю позбутися його впливу, то хоча б знизити дозу опромінювання на робочому місці до межі допустимої.

Як захист від γ -випромінювання застосовуються зазвичай матеріали з високим атомним номером і великою густиною (свинець, залізо, чавун тощо).

Радіоактивні речовини, що проникли всередину організму через травний тракт, легені або кровоносними судинами (через рани), затримуючись у ньому тривалий час, можуть створити небезпечні дози навіть за малих концентрацій.

На сучасному етапі у практиці робіт з радіоактивними речовинами встановлено "безпечні" або гранично допустимі дози для різного роду випромінювань. Гранично допустимою дозою вважається доза випромінювання, яка не спричиняє незворотних змін в організмі людини навіть за систематичної роботи із цими випромінювачами протягом багатьох років.

Відповідними інструкціями, наприклад, встановлено такі гранично допустимі концентрації радіоактивних речовин у повітрі:

- а) радіоактивних еманцій (радону, торону) – 100 Бк/м³;
- б) пилу розчинних сполук урану – 0,01 мг/м³;
- в) пилу нерозчинних сполук урану – 0,5 мг/м³;
- г) пилу сполук торію – 0,3 мг/м³.

Захисні заходи. Під час проведення лабораторних і польових робіт шкідливим для здоров'я, поряд з іншими факторами, може бути γ -випромінювання еталонних радіоактивних препаратів, зокрема радію.

Потужність дози γ -випромінювання на відстані R від еталона, що містить Q мг радію, обчислюється за формулою

$$P = \frac{D}{t} = \frac{840 \cdot Q}{R^2} \quad [\text{мкР/год}]. \quad (14.1)$$

Знаючи безпечну дозу, за допомогою цієї формули можна визначити безпечну відстань (у метрах), задаючись визначеною тривалістю робочого дня t (у годинах) і часом безпечної роботи на заданій відстані від еталона з відомим вмістом радію. Наприклад, найактивніший з уживаних у практиці радіометричних робіт стандартний еталон № 4, який наближено еквівалентний за γ -випромінюванням 1,7 мг радію (потужність дози – 1650 мкР/год на відстані 1 м), є безпечним у роботі протягом 8 год на відстані понад 5 м. Проте зберігання подібного еталона при собі може створити небезпечну дозу вже за 10–15 хв.

Звідси випливає вимога зберігати і транспортувати радіоактивні еталони γ -випромінювання у спеціальних свинцевих контейнерах і на безпечних відстанях.

Граничні концентрації урану в досить потужних рудних тілах, що виходять на денну поверхню або розкриваються гірничими виробками, за яких доза γ -випромінювання ще буде безпечною, можуть бути визначені за формулами:

а) для тілесного кута $\omega = 2\pi$ (відслонення, розчищення та ін.)

$$Q = 0,23 \cdot 10^{-3} I; \quad (14.2)$$

б) для тілесного кута $\omega = 4\pi$ (підземні гірничі виробки, глибокі шурфи і канали)

$$Q = 0,088 \cdot 10^{-3} I, \quad (14.3)$$

де I – потужність експозиційної дози, мкР/год.

У процесі роботи на поверхні випромінювального і насиченого пласта протягом 8 год небезпечна доза γ -випромінювання може бути отримана за концентрації урану в рудному тілі, що перевищує 1,4 %, а в ході роботи в підземних виробках – за концентрацій понад 0,55 %.

Загальним правилом у роботі з речовинами з підвищеною радіоактивністю має бути забезпечення якомога більшого віддалення від джерела випромінювання і можливо найменшого часу контакту з ним. Це досягається попереднім плануванням експерименту, чітким виконанням правил і прийомів поведження з радіоактивними речовинами та еталонами.

Обов'язковим правилом для всіх, хто працює з радіоактивними речовинами, є акуратність і ретельність у роботі з ними, дотримання всіх положень, передбачених відповідними санітарними правилами роботи з радіоактивними речовинами та іншими джерелами іонізуючих випромінювань. Здебільшого акуратність у роботі з радіоактивними речовинами виключає можливість потрапляння радіоактивних речовин усередину організму. Якщо радіоактивні речовини є в повітрі (напр., радон і продукти його розпаду в повітрі рудників), захист внутрішніх органів від радіоізоотопів здійснюється із застосуванням респіраторів, протигазів і пневмомасок. Із досить великого арсеналу засобів захисту органів дихання від радону, продуктів його розпаду і радіоактивного пилу на уранових рудниках і в радіометричних лабораторіях

рекомендують застосовувати протипилові респіратори типу ШБ-1 "Пелюсток" та інші й пневмомаски типу ЛІЗ-3.

Існують загальні правила захисту від дії зовнішнього випромінювання:

- захист часом;
- захист відстанню;
- за допомогою спеціальних екранів.

Для проведення робіт із джерелами на відстані застосовуються спеціальні дистанційні пристосування, щипці, захоплювачі тощо. Перенесення потужних джерел нейтронного або γ -випромінювання виконується на жердинах, зберігаються вони у спеціальних захисних контейнерах.

Екрани для захисту від радіоактивних випромінювань виготовляють з різних речовин залежно від виду випромінювань. Альфа-частинки мають малий пробіг і в разі зовнішнього опромінення від них легко захиститися шаром повітря завтовшки 10 см або щільно закрити випромінювач листком паперу чи плексигласу. На руки досить надіти гумові рукавички. Для захисту від β -випромінювання застосовуються екрани зі скла, плексигласу та інших речовин з малим порядковим номером з поверхневою густиною приблизно $1,5 \text{ г/см}^2$ (довжина пробігу β -частинок). Для захисту від γ -випромінювання кращим екраном є свинцевий, але застосовуються екрани зі сталі, залізобетону та цегли. Товщина екранів і контейнерів для захисту від γ -випромінювання розраховується за спеціальними таблицями, наведеними в "Основних санітарних правилах роботи з радіоактивними речовинами". Наприклад, для практично повного поглинання γ -випромінювання від 1 мг Ra його слід тримати у свинцевому контейнері з товщиною стінок 5–6 см (рис. 14.1, б).

Захист від нейтронного випромінювання, що створюється джерелами, які застосовуються у практиці геологорозвідувальних робіт, здійснюється шляхом застосування спеціальних контейнерів – ємностей, наповнених водневмісною речовиною (вода, парафін), які поглинають швидкі нейтрони (рис. 14.1, а).

Для поглинання повільних нейтронів до води (або парафіну) додають бор у вигляді борної кислоти, оточують контейнер листовим кадмієм або шаром борної кислоти.

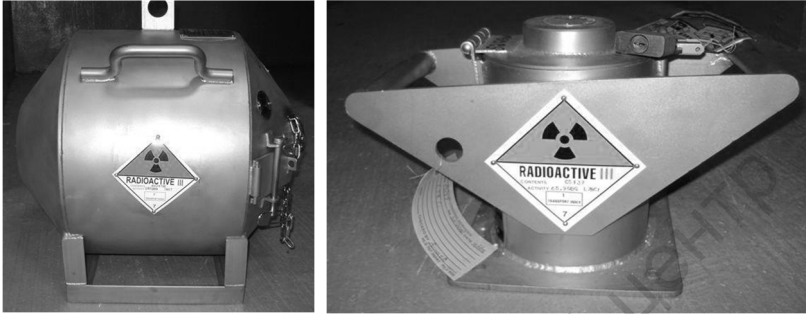


Рис. 14.1 Контейнери для зберігання радіоактивних джерел:

а – джерела нейтронного випромінювання; б – джерела гамма-випромінювання
(за Halliburton [49])

Розрахунки і досвід показують, що в роботі з Po-Be джерелом, що генерує 10^6 нейтр./с, для зниження потоку нейтронів до допустимого рівня (10 нейтр./с) необхідний контейнер радіусом 20 см, наповнений водою з добавкою бору у вигляді борної кислоти.

Основні правила роботи з радіоактивними речовинами:

1) приміщення, де проводиться робота з радіоактивними речовинами, мають бути достатньо просторими і світлими (не менш ніж 15 м^2 на одного працівника). Поверхні робочих столів, стіни і підлога мають бути гладкими і витримувати їхнє регулярне промивання теплою водою з миючими засобами;

2) приміщення мають бути обладнані припливною вентиляцією з пристроєм підігріву повітря в зимовий час і місцевою витяжною вентиляцією (витяжні шафи) зі швидкістю обміну повітря під час роботи, не меншою за $1 \text{ м}^3/\text{с}$;

3) прибирання приміщення лабораторії має виконуватися щодня вологим способом з обов'язковим промиванням поверхонь столів і шаф;

4) тим, хто працює з радіоактивними речовинами, слід обов'язково мати спецодяг – халати, шапочки або хустинки; працювати необхідно у хлорвінілових або гумових рукавичках;

5) для індивідуального захисту органів дихання від впливу радіоактивної пилу та радону необхідно користуватися респіратором типу ШБ-1 "Пелюсток" і пневмомаскою ЛІЗ-3. Якщо робота виконується з радіоактивними розчинами, слід користуватися гумовим цератовим або хлорвініловим фартухами;

6) усі роботи, пов'язані з можливим потраплянням у повітря радіоактивних речовин шляхом розпилення, просочування, випаровування, слід виконувати тільки у витяжних шафах;

7) необхідно всіляко уникати переливань радіоактивних розчинів. Рекомендується завжди використовувати піпеткування. Розчин має затягуватися у піпетку і виливатися з неї за допомогою гумової груші або шприца. Категорично забороняється засмокування розчину ротом;

8) радіоактивні речовини, необхідні для виконання всього циклу робіт, зберігаються в спеціальному зареєстрованому сховищі. Радіоактивні речовини, необхідні для виконання того чи іншого експерименту або серії їх, зберігаються у сховищі зі свинцевими контейнерами для γ -випромінювачів і парафіновими – для швидких нейтронів. Радіоактивні речовини, що виділяють газу, повинні міститися у витяжних шафах (у закритому стані);

9) транспортування нейтронних і γ -випромінювачів виконується в контейнерах із застосуванням у разі потреби дистанційних пристосувань. Для здійснення перевезень ДПВ компанії отримують відповідну ліцензію – "Ліцензію на право провадження діяльності з перевезення радіоактивних матеріалів", видану Державною інспекцією ядерного регулювання України. Наявність її є обов'язковою в усіх компаніях, що здійснюють транспортування ДПВ;

10) категорично забороняється братися руками в забруднених рукавичках за дверні ручки, вимикачі та інші предмети загального користування;

11) до роботи з радіоактивними речовинами допускаються особи старші 18 років, які пройшли медичний профогляд і (після здачі іспиту) знають правила роботи з радіоактивними речовинами;

12) у гірських виробках і приміщеннях, в яких ведеться робота з радіоактивними речовинами, категорично забороняється палити і приймати їжу, зберігати харчові продукти;

13) необхідно здійснювати регулярний контроль забруднення робочих місць, спецодягу та загальний дозиметричний контроль приміщення;

14) спецодяг необхідно прати один раз у десять днів. Прання халатів та іншого спецодягу дома забороняється;

15) вихід з робочого приміщення до їдальні та інших приміщень, де не ведуться роботи з радіоактивними речовинами, у спецодязі заборонений;

16) перед виходом з роботи, перед їжею і курінням слід ретельно мити руки. Нігті мають бути завжди коротко зрізані. Радіологічна чистота рук перевіряється дозиметром;

17) згідно з НРБУ-97 усі роботи з радіоактивними речовинами супроводжуються регулярним дозиметричним контролем, результати якого заносяться до журналу дозиметричного контролю для робочих місць і приміщень, для кожного працівника.

Докладніші рекомендації з організації захисних заходів і техніки безпеки в роботі з радіоактивними речовинами наведено у спеціальній літературі та нормативних документах організацій, які виконують відповідні роботи.

Сервісні заходи з ДІВ. Компанії-експлуатанти ядерно-геофізичного обладнання проводять регулярні (зазвичай щорічні) і разові інструктажі серед свого персоналу щодо:

- підготовки персоналу з питань безпечного перевезення ДІВ (перед виїздом на польові роботи керівники робіт проводять інструктаж з водіями та операторами каротажних станцій про заходи безпеки із зазначенням найбезпечніших маршрутів руху, дотримання встановленої для небезпечних вантажів швидкості. Періодично, але не менше ніж через дві години, проводиться перевірка правильності розміщення контейнерів);

- забезпечення індивідуального дозиметричного контролю персоналу під час виконання робіт з перевезення та застосування ДІВ;

- готовності персоналу до дій на випадок аварії під час перевезення або застосування ДІВ (періодичні навчання та тренувальні заняття з питань можливих варіантів ліквідації аварійних ситуацій під час перевезення ДІВ);

- гарантування відшкодування шкоди, яка може бути завдана внаслідок аварії.

Дозвільна документація складається із:

- санітарного паспорту на право здійснення діяльності з ДІВ (видається територіальним управлінням Держприродспоживслужби; має п'ятирічний термін дії);

- санітарних паспортів на спеціалізовані транспортні засоби для перевезення радіоактивних речовин і матеріалів, пристроїв і установок із ДІВ і радіоактивних відходів (видається територіальним управлінням Держприродспоживслужби; має п'ятирічний термін дії);

- ліцензії на право провадження діяльності з використання ДІВ (видається територіальним органом Державної інспекції з ядерної та радіаційної безпеки Державного комітету ядерного регулювання; має п'ятирічний термін дії);

- ліцензії на право провадження діяльності з перевезення радіоактивних матеріалів (видається Державною інспекцією ядерного регулювання України; має п'ятирічний термін дії).

Внутрішні норми або протоколи практичної діяльності геофізичної компанії з ДІВ є додатковими до відповідних законів і нормативних документів загальнодержавного значення.

Операції з ДІВ на буровому майданчику. За допомогою спеціального обладнання (маніпуляторів) ДІВ вилучається із транспортного контейнера і закріплюється в зондовому пристрої свердловинного приладу. Перевіряється міцність кріплення свердловинного приладу до каротажного кабелю згідно з інструкцією з експлуатації. Надійність кріплення зондового пристрою до кабелю повинна перевірятися кожного разу перед початком робіт у свердловині, зондові штанги "труби" мають бути рівними, з незношеними різьбами для з'єднання. Час спуску у свердловину мінімізується.

Для тимчасового зберігання контейнерів із джерелами випромінювання на автотранспортних засобах у польових умовах використовуються відсіки, де містяться контейнери, під замками і охороною в нічний час. Автомобіль укомплектовується протипожежними засобами.

Аварійні ситуації з ДІВ. До аварійних ситуацій з ДІВ віднесено:

- будь-яка несанкціонована зупинка каротажного інструменту (зависання – під час спускання до забою, прихват – під час підйому) із джерелом і розрив кабелю;

- механічне пошкодження ДІВ під час аварій на транспорті й при пожежах;

- втрата або крадіжка ДІВ;

- розгерметизація закритого ДІВ.

Послідовність дій з оповіщення про аварійну ситуацію. Директор компанії про факт радіаційної аварії повинен негайно довести до відома:

- свою головну організацію;

- територіальне управління Держприродспоживслужби;

- органи виконавчої влади за місцем виникнення аварії;
- головного лікаря територіальної санепідемстанції;
- місцеві органи внутрішніх справ;
- технічну інспекцію профспілок;
- територіальний штаб цивільної оборони;
- оперативного чергового відділу моніторингу та кризового реагування Держатомрегулювання.

Контрольні запитання

1. Назвіть джерела радіоактивних випромінювань, що можуть спричиняти опромінювання населення.

2. Що таке зовнішнє опромінювання?

3. Що таке внутрішнє опромінювання?

4. Що служить основними джерелами радіоактивного опромінювання під час розвідки й розробки радіоактивних руд?

5. Чи є у людини та інших біологічних організмів органи чуття, які реагували б на дії радіоактивного випромінювання?

6. Що таке експозиційна доза рентгенівського і γ -випромінювання?

7. Що таке еквівалентна доза радіоактивного випромінювання?

8. Якими документами регламентуються протирадіаційні заходи?

9. Які основні правила техніки безпеки в лабораторних і польових ядерно-геофізичних дослідженнях?

10. Які гранично допустимі концентрації радіоактивних речовин у повітрі?

11. Які методи захисту від дії радіоактивного випромінювання ви знаєте?

12. Назвіть основні джерела радіоактивного забруднення довкілля.

13. Які прилади контролю вмісту радіоактивних еманцій ви знаєте?

14. Яка концентрація радону в повітрі житлових і виробничих приміщень є небезпечною?

Література: [19, 22, 25, 28, 29].

ЛІТЕРАТУРА

Основна

1. *Алексеев Ф.А.* Ядерная геофизика при исследовании нефтяных месторождений / Ф. А. Алексеев, И. В. Головацкая, Ю. А. Гулин, И. Л. Дворкин, И. Г. Дьякин, Д. М. Сребродольский. – М. : Недра, 1978.

2. *Арцыбашев В.А.* Плотностной гамма-гамма-каротаж на рудных месторождениях / В. А. Арцыбашев, Г. А. Иванюкович. – М. : Атомиздат, 1975.

3. *Бекман И. Н.* Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения : учебник для вузов / И. Н. Бекман. – М. : Изд-во Юрайт, 2019.

4. *Варварин Г.Б.* Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике / Г. Б. Варварин, Е. М. Филлипов. – Новосибирск : Изд-во СОАН СССР, 1972.

5. *Вишва С.А.* Ядерна геофізика / С.А. Вишва, І. І. Онишук, А. П. Черняев. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2012.

6. Геофизические методы исследования скважин : справочник геофизика ; под ред. В. М. Запорожца. – М. : Недра, 1983.

7. *Гулин Ю.А.* Гамма-гамма-метод исследования нефтяных скважин / Ю. А. Гулин. – М. : Недра, 1975.

8. *Дахнов В.Н.* Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин / В. Н. Дахнов. – М. : Недра, 1982.

9. *Добринин В.М.* Геофизические исследования скважин : учебник для вузов / В. М. Добринин, Б. Ю. Вендельштейн, Р. А. Резванов, А. Н. Африкян. – М. : Нефть и газ, 2004.

10. *Дьяконов Д.И.* Общий курс геофизических исследований скважин / Д. И. Дьяконов, Е. И. Леонтьев, Г. С. Кузнецов. – М. : Недра, 1984.

11. *Заворотько Ю.М.* Геофизические методы исследования скважин / Ю. М. Заворотько. – М. : Недра, 1983.

12. *Заворотько Ю.М.* Методика и техника геофизических исследований скважин / Ю. М. Заворотько. – М. : "Недра", 1974.

13. *Заворотько Ю.М.* Фізичні основи геофізичних методів дослідження свердловини : підручник / Ю. М. Заворотько. – К. : УкрДГРІ, 2010.

14. *Итенберг С.С.* Интерпретация результатов геофизических исследований скважин : учеб. пособие / С. С. Итенберг. – М. : Недра, 1987.

15. *Комаров С.Г.* Геофизические методы исследования скважин : учебник / С. Г. Комаров. – М. : Недра, 1973.

16. *Мейер В.А.* Методы ядерной геофизики / В. А. Мейер, П. А. Ваганов, Г. А. Пшеничный. – Л. : Изд-во Ленинград. ун-та, 1988.

17. *Резванов Р.А.* Радиоактивные и другие неэлектрические методы исследования скважин / Р. А. Резванов. – М. : Недра, 1982.

18. Скважинная ядерная геофизика: справочник геофизика; под ред. О. Л. Кузнецова, А. Л. Поляченко. – М. : Недра, 1990.

19. Федоришин Д.Д. Ядерно-фізичні методи при дослідженнях нафтогазових родовищ : навч. посіб. / Д. Д. Федоришин, С. Д. Федоришин, С. О. Лизун. – Івано-Франківськ : ІФТУНГ, 2013.

Додаткова

20. *Визарь С.М.* Прохождение ионизирующего излучения через вещество. Теория и задачи / С. М. Визарь, А. П. Черняев. – М. : Изд-во УНЦ ДО, 2003.

21. *Власов Н.А.* Нейтроны / Н. А. Власов. – М. : Наука, 1971.

22. Галузевий стандарт України. Геофізичні дослідження та роботи в нафтових свердловинах. – К. : Міністерство екології та природних ресурсів, 2000.

23. *Гречухин В.В.* Геофизические методы исследования угольных скважин / В. В. Гречухин – М. : Недра, 1970.

24. *Дебранд Р.* Теория и интерпретация результатов геофизических методов исследования скважин / Р. Дебранд. – М. : Недра, 1972.

25. *Звольский С.Т.* Разработка новых модификаций ядерно-геофизических методов определения петрофизических и нейтроннопоглощающих свойств горных пород / С. Т. Звольский, В. В. Кулик, М. С. Бондаренко, В. В. Кармазенко // Геофиз. журн. – 2005. – 27, № 4.

26. *Итенберг С.С.* Геофизические исследования в скважинах / С. С. Итенберг, Т. Д. Дахкильгов. – М. : Недра, 1982.

27. *Кантор С.А.* Теория нейтронных методов исследования скважин / С. А. Кантор, Д. А. Кожевников, А. Л. Поляченко, Ю. С. Шимелевич. – М. : Недра, 1985.
28. *Кимель Л.Р.* Защита от ионизирующих излучений / Л. Р. Кимель, В. П. Машкович. – М. : Атомиздат, 1972.
29. *Кожевников Д.А.* Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии / Д. А. Кожевников. – М. : Недра, 1982.
30. *Козлов В.Ф.* Справочник по радиационной безопасности / В. Ф. Козлов. – М. : Атомиздат, 1977.
31. *Ларионов В.В.* Ядерная геофизика и радиометрическая разведка : учебник / В. В. Ларионов, Р. А. Резванов. – М. : Недра, 1988.
32. *Латышова М.Г.* Обработка и интерпретация материалов геофизических исследований скважин : учебник для техникумов / М. Г. Латышова, Б. Ю. Вендельштейн, В. П. Тузов – М. : Недра, 1990.
33. *Новиков Г.Ф.* Радиометрическая разведка : учебник для вузов / Г. Ф. Новиков. – Л. : Недра, 1989.
34. *Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). Державні гігієнічні нормативи.* – К. : Відділ поліграфії українського центру держсанепіднагляду МОЗ України, 1997.
35. *Померанц Л.И.* Аппаратура и оборудование геофизических методов исследования скважин / Л. И. Померанц, Д. В. Белоконь, В. Ф. Козяр. – М. : Недра, 1985.
36. *Померанц Л.И.* Геофизические методы исследования нефтяных и газовых скважин / Л. И. Померанц, М. Т. Бондаренко, Ю. А. Гулин, В. Ф. Козяр. – М. : Недра, 1981.
37. *Пшеничный Г.А.* Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики / Г. А. Пшеничный. – М. : Недра, 1982.
38. *Разведочная ядерная геофизика : справочник; под ред. О. Л. Кузнецова.* – М. : Недра, 1986.
39. *Скопинцев С.П.* Аппаратура ГИС-контроль : учеб. пособие. – ИЦ РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина, 2014.
40. *Филиппов Е.М.* Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике / Е. М. Филиппов, Б. С. Вахтин, А. В. Новоселов. – Новосибирск : Наука, 1972.
41. *Darwin V.* Well Logging for Earth Scientists. 2nd Edition / V. Darwin, W. Ellis, Julian M. Singer. – Dordrecht, The Netherlands : Springer, 2008.

42. *Garrels R.M.* Evolution of sedimentary rocks / R. M. Garrels, F. T. MacKenzie. – W. W. Norton, New York, 1971.

43. *Glover, P.* Petrophysics MSc course notes. University of Leeds. – UK, 2000.

Використані матеріали і ресурси

44. Инструкция по проведению литолого-плотностного гамма-гамма-каротажа аппаратурой серии СГПЛ и обработке результатов измерений МИ 41-17-1402-04.

45. Каталог продукции и услуг для исследования нефтегазовых скважин. ООО НПП "Ингео", Октябрьский, 2020.

46. Каталог продукции и услуг для исследования рудных, угольных и гидрогеологических скважин. ООО НПП "Ингео", Октябрьский, 2019.

47. Каталог услуг ГИС и ПВР. Schlumberger, 2015.

48. Методические рекомендации по применению ядерно-физических методов ГИС, включающих углеродно-кислородный каротаж, для оценки нефте- и газонасыщенности пород-коллекторов в обсаженных скважинах; под ред. П.И. Петерсилье, Г.Г. Яценко. – Москва; Тверь : ВНИГНИ, НПЦ "Тверьгеофизика", 2006.

49. Badruzzaman Ahmed Pacific Consultants and Engineers Security/Safety Risks of Radioactive Sources used in Well Logging and their Mitigation // Well Servicing January/February 2015.

50. LithoTrak. Advanced LWD porosity service. Baker Hughes. 2020.

51. Luthi S. Geological well logs: their use in reservoir modeling. Springer, Berlin. 2001.

52. LWD Log Interpretation Charts. Halliburton, 2018.

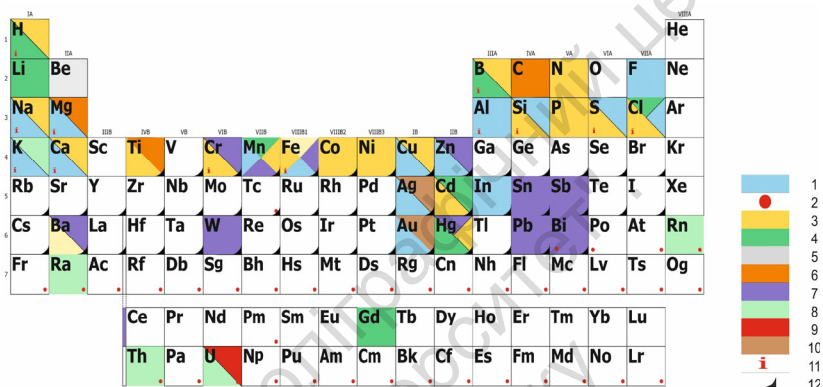
53. Our capabilities. Weatherford. 2020.

54. Radiation source use and replacement. Abbreviated version // Committee of Radiation Source Use and Replacement. Nuclear and Radiation Studies Board. Division on Earth and Life Studies. The National Academies Press. Washington, D.C. www.nap.edu, 2008.

55. SPWLA 53rd Annual Logging Symposium, June 16–20, 2012. Neutron-gamma density (NGD): Principles, Field test results and log quality control of a radioisotope-free bulk density measurement, Nicole Reichel, Mike Evans et al.

ДОДАТКИ

Додаток А



Методи ГДС, які використовуються у процесі розвідки металів і нерудної сировини:

- 1 – НАК, 2 – радіоактивний елемент, 3 – НГК, 4 – ННК-Т, 5 – ГНК,
 6 – ГГК-Г, 7 – ГГК-С, 8 – ГК, СГК, 9 – КНД, 10 – ННК-НТ, 11 – ІНГК,
 12 – РПК

Додаток Б

Застосовність ядерно-фізичних методів у рудній геології на окремі види руд (за [27])

Руди		Метод							
		НГК-С	НАК на швидких нейтронах	НАК на теплових нейтронах	ГНК	ІНК	ННК	ННК	НГК
Чорних металів	залізні	•							
	хромітові	•	•						
	марганцеві	•		•					
Кольорових металів	мідні	•	•	•					
	нікелеві	•							
	боксити		•	•					
	ртутні	•				•			
Рідкісних і благородних металів	літійові						•		
	берилієві				•				
	рідкісноземельні комплексні							•	
	золота			•					
	срібла							•	
Неметалічні	борні						•		•
	сірчані	•							
	плавиковий шпат		•						
	фосфорні		•						
	мінеральні солі		•						

Додаток В

Чутливість і радіус дослідження ядерно-фізичних методів
в рудній геології (за [48])

Метод	Вміст елементів/параметр	Нижня межа кількісного визначення, %	Глибинність методу, см
ГГК-Г	об'ємна густина індекс фотоелектричного поглинання	5–10 6–8	5–10
ГГК-С	Cr Fe Pb, W, Hg, Ba, Σ TR	0,5–1,0 1,0–2,0 декілька 0,1	3–5 3–5 3–5
РПК	Pb, W, Hg Σ TR, Ba, Sn, Sb, Ag, Nb, Sr, Rb Pd Pb, As, Zn, Cu, Ni, Co, Fe Mn, Cr, S, P ₂ O ₅	0,1–0,2 0,05–0,2 не визначається 0,1–0,5 не визначається	1–2 0,1–0,5 0,1–0,5 0,05–0,1 менше 0,05
ГНК	Be	декілька 10^{-3}	10–15
ННК	Li, B, Cd, Hg Вологість об'ємна	0,05–0,1 1,0–2,0	10–20 10–20
НГК	Hg, Fe, Ni, Mn, Cr	0,1–0,5	10–20
НАК	Al, Si, Na, Ca Cu, Mn, G	0,5–2,0 0,1–0,5	5–15 5–15
ГК	U, Th K	$(1,0–1,5) 10^{-4}$ 0,5–1,0	10–20 10–20

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	3
ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ	5
ВСТУП	7
ЧАСТИНА 1	
ФІЗИКО-ГЕОЛОГІЧНІ ОСНОВИ МЕТОДІВ	
ЯДЕРНОЇ ГЕОФІЗИКИ	14
РОЗДІЛ 1	
Загальні відомості про природну	
і штучну радіоактивність	14
1.1. Природна і штучна радіоактивність	14
1.2. Основні закони радіоактивних перетворень	20
1.3. Одиниці вимірювання радіоактивності	
та інтенсивності полів радіоактивних випромінювань.....	26
1.4. Радіоактивні елементи в довкіллі	35
1.5. Поширеність радіоактивних елементів у природі.....	51
РОЗДІЛ 2	
Взаємодія радіоактивних випромінювань з речовиною	59
2.1. Основні поняття та визначення.....	59
2.2. Загальна характеристика взаємодії	
іонізуючого випромінювання з речовиною	65
2.3. Взаємодія важких заряджених частинок з речовиною.....	67
2.4. Взаємодія легких заряджених частинок з речовиною.....	70
2.5. Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною	71
2.5.1. Атомне фотоелектричне поглинання	
(фотоэффект).....	74
2.5.2. Комптонівське розсіяння (комптон-ефект).....	79
2.5.3. Когерентне розсіяння.....	84
2.5.4. Утворення електронно-позитронних пар.....	84
2.5.5. Ядерний фотоэффект	88

2.5.6. Ядерне резонансне поглинання гамма-квантів і ефект Мессбауера.....	90
2.5.7. Повний переріз взаємодії гамма-квантів з речовиною	92
2.6. Взаємодія нейтронів з речовиною	97
2.6.1. Особливості проходження нейтронів крізь речовину	99
2.6.2. Радіаційне захоплення нейтронів	103
2.6.3. Розсіяння нейтронів	115
2.6.4. Макроскопічні характеристики взаємодії нейтронів з речовиною	120

РОЗДІЛ 3

Методи вимірювання та детектори радіоактивних

випромінювань	126
3.1. Іонізаційний метод вимірювання радіоактивності.....	126
3.1.1. Газорозрядні детектори	127
3.1.2. Напівпровідникові детектори.....	135
3.2. Сцинтиляційний метод	141
3.3. Трековий метод.....	145
3.4. Реєстрація радіоактивного випромінювання	147
3.4.1. Радіометри для інтегральних вимірювань	147
3.4.2. Спектрметри радіоактивних випромінювань	151
3.4.3. Нейтронні детектори.....	154
3.5. Похибки радіометричних вимірювань. Чутливість і фон радіометрів	157
3.6. Калібрування радіометричної апаратури	159

РОЗДІЛ 4

Джерела радіоактивних випромінювань	166
4.1. Джерела альфа-випромінювання	167
4.2. Джерела бета-випромінювання	169
4.3. Джерела гамма-випромінювання	173
4.4. Джерела рентгенівського випромінювання	177
4.5. Джерела нейтронів	180
4.5.1. Радіонуклідні джерела нейтронів	182
4.5.2. Генератори нейтронів	185

ЧАСТИНА 2

МЕТОДИ РАДІОАКТИВНОГО КАРОТАЖУ 191

РОЗДІЛ 5

Гамма-каротаж 193

5.1. Фізичні основи методу 193

5.2. Методика досліджень гамма-каротажу 198

5.3. Обробка та інтерпретація даних гамма-каротажу 220

5.4. Завдання та область застосування гамма-каротажу 237

РОЗДІЛ 6

Еманаційний каротаж 240

6.1. Фізичні основи методу 240

6.2. Методика досліджень 245

6.3. Завдання та область застосування
еманаційного каротажу 250

РОЗДІЛ 7

Гамма-гамма-каротаж 252

7.1. Фізичні основи методу 252

7.2. Методика гамма-гамма каротажу 254

7.3. Порядок робіт гамма-гамма-каротажу
на свердловині 261

7.4. Густинна модифікація гамма-гамма-каротажу 263

7.4.1. Густинний каротаж під час буріння 265

7.4.2. Літолого-густинний гамма-гамма-каротаж 267

7.4.3. Обробка та інтерпретація даних
гамма-гамма-каротажу густини 270

7.5. Селективний гамма-гамма-каротаж 278

7.5.1. Методика селективного гамма-гамма каротажу 279

7.5.2. Спектретричний селективний
гамма-гамма каротаж 281

7.5.3. Мікроселективний гамма-гамма-каротаж 282

7.6. Завдання та область застосування
гамма-гамма-каротажу 284

РОЗДІЛ 8

Рентгенорадіометричний каротаж	289
8.1. Фізичні основи методу.....	289
8.2. Методика досліджень рентгенорадіометричного каротажу.....	292
8.3. Хід проведення робіт рентгенорадіометричного каротажу.....	300
8.4. Обробка та інтерпретація даних рентгенорадіометричного каротажу.....	301
8.5. Завдання та область застосування рентгенорадіометричного каротажу.....	303

РОЗДІЛ 9

Гамма-нейтронний каротаж	305
9.1. Фізичні основи методу гамма-нейтронного каротажу.....	305
9.2. Методика досліджень гамма-нейтронного каротажу	307
9.3. Хід проведення гамма-нейтронного каротажу.....	313
9.4. Завдання та область застосування гамма-нейтронного каротажу.....	314

РОЗДІЛ 10

Нейтрон-нейтронний каротаж	316
10.1. Стационарний нейтрон-нейтронний каротаж.....	316
10.1.1. Фізична суть стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу.....	317
10.1.2. Методика досліджень методом стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу.....	323
10.1.3. Обробка та інтерпретація даних стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу.....	327
10.1.4. Завдання та область застосування стаціонарного нейтрон-нейтронного каротажу.....	336
10.2. Імпульсний нейтрон-нейтронний каротаж.....	339
10.2.1. Фізичні основи імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу.....	340
10.2.2. Методика досліджень імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу.....	344
10.2.3. Завдання та область застосування імпульсного нейтрон-нейтронного каротажу.....	349

РОЗДІЛ 11

Нейтронний гамма-каротаж	351
11.1. Стационарний нейтронний гамма-каротаж	351
11.1.1. Фізичні основи стаціонарного нейтронного гамма-каротажу	352
11.1.2. Методика досліджень стаціонарним нейтронним гамма-каротажем	355
11.1.3. Обробка та інтерпретація даних стаціонарного нейтронного гамма-каротажу.....	359
11.1.4. Завдання та область застосування нейтронного гамма-каротажу	364
11.2. Спектрометричний нейтронний гамма-каротаж	365
11.3. Імпульсний нейтронний гамма-каротаж	368
11.3.1. Імпульсний нейтронний гамма-каротаж радіаційного захоплення.....	370
11.3.2. Імпульсний нейтронний гамма-каротаж непружного розсіяння.....	374

РОЗДІЛ 12

Нейтронно-активаційний каротаж	382
12.1. Фізичні основи методу нейтронно-активаційного каротажу	382
12.2. Методика досліджень нейтронно-активаційного каротажу	385
12.3. Виконання нейтронно-активаційного каротажу на свердловині	389
12.4. Завдання та область застосування нейтронно-активаційного каротажу	390
12.5. Імпульсний нейтронно-активаційний каротаж.....	392

РОЗДІЛ 13

Альтернативи ядерним каротажним методам	394
--	-----

РОЗДІЛ 14

Техніка безпеки під час лабораторних і польових ядерно-геофізичних досліджень	402
ЛІТЕРАТУРА	412
ДОДАТКИ	416

Навчальне видання

ВИЖВА Сергій Андрійович
ОНИЩУК Віктор Іванович
ОНИЩУК Іван Іванович
ШАБАТУРА Олександр Вікторович

ЯДЕРНО-ГЕОФІЗИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ СВЕРДЛОВИН

Підручник

Редактор І. Нечасва

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"



Формат 60×84^{1/16}. Ум. друк. арк. 24,6. Наклад 100. Зам. № 223-10684
Гарнітура Times New Roman. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № Гл8*.
Підписано до друку 22.08.23

**Видавець і виготовлювач
ВПЦ "Київський університет"**

Б-р Тараса Шевченка, 14, Київ, 01601, Україна
☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 72; тел./факс (38044) 239 31 28
e-mail: vpc@knu.ua; vpc_div.chief@univ.net.ua, redaktor@univ.net.ua
http: vpc.knu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02