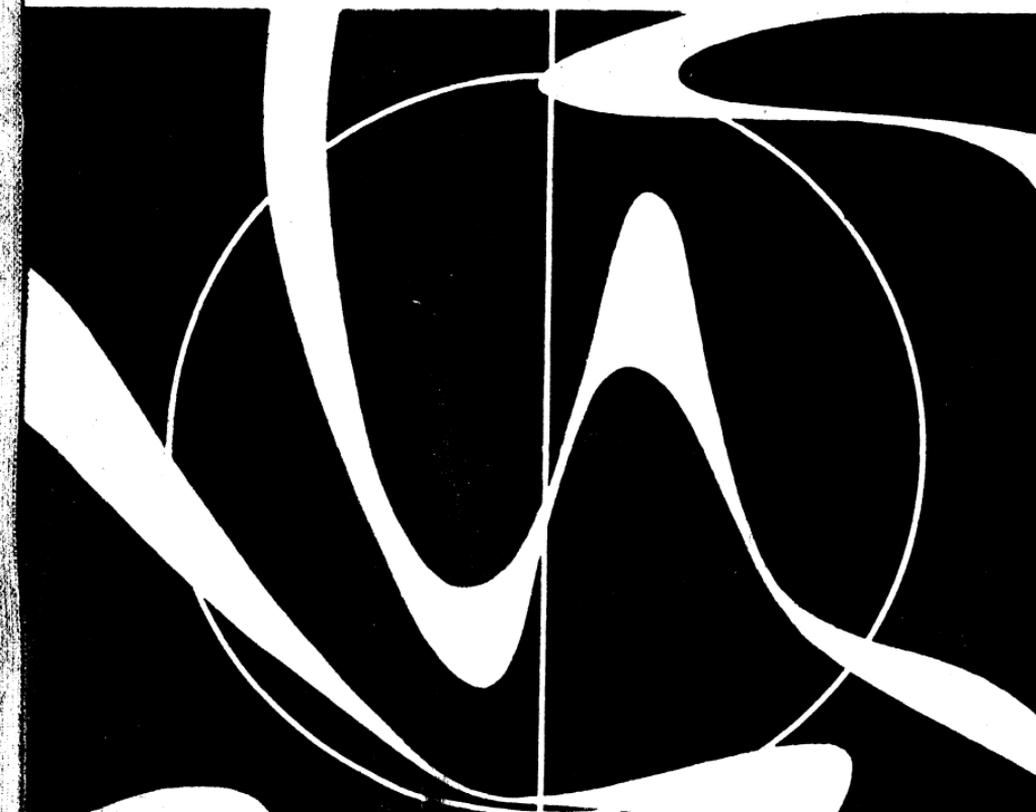


500.55
К 58

Д. А. КОЖЕВНИКОВ

**НЕЙТРОННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРНЫХ ПОРОД
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ
ГЕОЛОГИИ**



Д. А. КОЖЕВНИКОВ

НЕЙТРОННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРНЫХ ПОРОД
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ
ГЕОЛОГИИ

Издание второе, переработанное и дополненное



Москва «Недра» 1982

550.832.5 + 552

УДК 550.832.5

К 58

Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии. — 2-е изд., перераб. и доп. — М., Недра, 1982. 221 с.

В книге обобщен обширный экспериментальный и теоретический материал отечественных и зарубежных исследований по нейтронным характеристикам горных пород. В ней описаны методы расчета и измерения нейтронных характеристик, освещены закономерности распределения нейтронов и вторичного гамма-излучения в системе прибор — скважина — пласт. Показано значение изучения нейтронных характеристик горных пород для разработки, усовершенствования и оптимизации измерений в скважинах, создания алгоритмов интерпретации результатов измерений.

Во втором издании (первое издание — 1974 г.) введен ряд новых разделов, расширяющих и уточняющих сведения о нейтронных и других ядерно-физических характеристиках горных пород, способах их применения при решении важнейших задач нефтегазопромысловой геологии. Все наиболее важные выводы проиллюстрированы примерами их практического использования.

Для геологов и геофизиков нефтегазовой отрасли, а также геофизиков-ядерщиков, специализирующихся в инженерной, рудной и углеразведочной геологии. Может быть использована студентами вузов геологических и геофизических специальностей.

Табл. 19, ил. 81, список лит. — 110 назв.

Рецензент д-р геол.-минер. наук *С. А. Султанов* (ТатНИПИНефть)

12821



К 1904050000—166
043(01)—82 97—81.

© Издательство «Недра», 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ

Пористость, нефте-, газо-, водонасыщенность, глинистость, минеральный состав твердой фазы пород влияют на показания нейтронных методов ядерной геофизики не непосредственно, а через соответствующие нейтронные характеристики. Нейтронными характеристиками являются интегральные параметры фазового распределения в горных породах надтепловых и тепловых нейтронов — длина замедления (возраст) нейтронов, вероятность избежать поглощения в процессе замедления, время замедления и дисперсия импульса замедленных нейтронов, длина диффузии, время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов.

Изучение нейтронных характеристик пород неразрывно связано с теорией переноса нейтронов в природных средах, с исследованием полей излучения в системе прибор — скважина — пласт. Их знание необходимо для петрофизического обоснования способов применения нейтронных методов, оптимизации условий измерений, установления связи данных геофизических методов (ГИС) с ядерными характеристиками изучаемых сред и связей последних с другими петрофизическими и петрохимическими величинами.

В развитии нейтронных методов ядерной геофизики за последнее десятилетие произошел определенный скачок. Длительный период накопления эмпирической информации завершился анализом и обобщением научно-практического опыта развития радиометрии скважин и установлением количественных закономерностей полей излучения в системе прибор — скважина — пласт. Существенно уточнились и расширились сведения о ядерных сечениях породообразующих элементов (изотопов) и нейтронных характеристиках горных пород, стала общепризнанной необходимость систематического изучения нейтронных характеристик как петрофизической основы совершенствования способов интерпретации нейтронных исследований горных пород, аппаратуры и методик измерений. Разработка мощных вычислительных алгоритмов, внедрение систем автоматизированной интерпретации привели к значительному повышению оперативности обработки результатов измерений; получили развитие более совершенные способы решения обратных задач радиометрии скважин. Заметно улучшается метрологическое обеспечение ядерно-геофизических исследований, окончательно оформились двухзондовые модификации нейтронных методов.

В той или иной степени все это нашло свое отражение при

подготовке настоящего издания. Переработаны и дополнены все разделы книги, причем наиболее существенно — заключительный раздел, посвященный практическому использованию нейтронных характеристик. При этом были учтены отклики и пожелания читателей, а также опыт преподавания радиометрии скважин в Московском институте нефтехимической и газовой промышленности (МИНХ и ГП) им. И. М. Губкина и на курсах повышения квалификации инженеров при НПО «Нефтегеофизика».

Раздел 5.7 написан совместно с Ф. Х. Еникеевой. Автор признателен Е. Б. Бланкову, В. А. Владимировой, Ю. А. Гулину, С. А. Кантору, Е. И. Крапивскому, Н. Н. Марьенко, В. В. Миллеру, В. С. Нейману, А. Л. Поляченко, Л. А. Путкарадзе, Н. М. Свихнушину, Д. М. Сребродольскому, В. С. Хавкину, Д. А. Шапиро, Ю. С. Шимелевичу, В. А. Юдину, К. И. Якубсону за обсуждение отдельных вопросов.

Автор благодарит читателей, приславших замечания по первому изданию книги.

Особую признательность автор выражает проф. В. Н. Дахнову и д-ру геол.-минер. наук А. И. Холину за ценные советы, определившие направленность и структуру книги.

ВВЕДЕНИЕ

Методы ядерной геофизики существенно расширили возможности изучения состава, строения и генезиса горных пород. Народнохозяйственное значение ядерной геофизики определяется уникальными возможностями использования ядерных реакций и разнообразных физических эффектов для дистанционного (телеметрического) определения элементного (изотопного) состава и физических свойств горных пород и насыщающих их флюидов при поисках, разведке и разработке месторождений полезных ископаемых, при переработке и обогащении рудного сырья.

Поскольку нефть и газ добываются с больших глубин, для нефтегазопромысловой геологии особенно необходимы методы дистанционного изучения горных пород по их физическим свойствам. Именно нефтяная промышленность явилась первой из крупных отраслей, с успехом применивших нейтронные методы исследования, открыв эру мирного использования ядерных излучений.

Успехи ядерной геофизики в СССР в значительной степени обусловлены непосредственным вниманием к научно-исследовательским работам в этой области и внедрению их результатов в промышленность со стороны виднейших ученых страны — И. В. Курчатова, Б. М. Понтекорво, Г. Н. Флерова, С. Л. Лейбензона, А. В. Топчиева, В. В. Федынского, известных физиков, геофизиков и геологов — Б. Б. Лапука, Б. Г. Ерозолимского, Ю. П. Булашевича, А. И. Заборовского, В. Н. Дахнова, Ф. А. Алексеева, А. И. Холина, С. М. Аксельрода, В. Ф. Печерникова, С. А. Кантора, Ю. С. Шимелевича, Ю. А. Гулина, С. А. Султанова, Д. Ф. Беспалова и др.

Нейтронные методы ядерной геофизики широко применяются на месторождениях нефти, газа и других полезных ископаемых для определения коллекторских свойств горных пород, выявления продуктивных объектов, контроля разработки месторождений, элементного анализа горных пород и минерального сырья, решения других важных задач.

Ведущая роль нейтронных методов при исследовании обсаженных скважин нефтяных и газовых месторождений определяется возможностью изучения геологического разреза через стальную обсадную колонну. Например, такая важная задача, как доразведка месторождений, в принципе не может быть решена без применения нейтронных методов.

Применение нейтронных методов позволяет повысить достоверность геофизических исследований и, как следствие, сократить сроки и затраты на разведку, значительно уменьшить погрешности подсчета запасов, применять более прогрессивные и экономичные системы разработки месторождений.

Темпы роста разведанных запасов нефти и газа в мире отстают от темпов роста потребностей в них; все более острой становится проблема повышения нефтеотдачи. Повышение нефтеотдачи пластов позволило бы значительно сократить капитальные вложения, поэтому еще более возрастает роль нейтронных исследований, контролирующих соблюдение оптимальных условий разработки месторождений, позволяющих определять начальную, текущую и остаточную нефтенасыщенность. С помощью нейтронных методов можно выявить характер обводнения залежи по мощности и площади, оценить степень выработанности продуктивных пластов, получить исходные данные, необходимые для повышения коэффициента извлечения запасов, уменьшить невосполнимые потери нефти и снизить соответствующие затраты разведочных и нефтедобывающих предприятий как на прирост запасов, так и на добычу.

Современный арсенал методов нейтрометрии скважин достаточно велик (методы наведенной активности на быстрых и тепловых нейтронах, метод резонансных нейтронов, нейтрон-нейтронные методы по надтепловым и тепловым нейтронам, нейтронный гамма-метод, импульсный нейтрон-нейтронный и импульсный нейтронный гамма-метод, методы спектрометрии гамма-излучения активации, неупругого рассеяния, поглощения резонансных и тепловых нейтронов и другие методы). Однако объемы и эффективность применения этих методов далеко не соответствуют их потенциальным возможностям. В значительной степени это обусловлено сложностью теоретического описания процессов взаимодействия нейтронов с веществом и трудностью экспериментальных исследований. Если такие физические свойства горных пород, как удельное электрическое сопротивление, плотность, пористость, проницаемость и т. п., могут быть измерены на малых образцах горных пород, то для нейтронных характеристик это сделать невозможно. Поскольку нейтронные характеристики определяют закономерности распределения нейтронов в горных породах и зависимости показаний нейтронных методов от состава и свойств пород, разработка методов их расчета имеет особо важное значение. Это предполагает, с одной стороны, использование теории переноса нейтронов в веществе, а с другой — учет геохимических, петрофизических и структурных особенностей горных пород, а также термодинамических условий их залегания.

В начальный период развития ядерной геофизики изучение нейтронных характеристик горных пород представляло интерес главным образом с точки зрения выявления принципиальных

возможностей нейтронных методов. Разработанный в СССР по идее Г. Н. Флерова (1956 г.) импульсный нейтрон-нейтронный метод (ИННМ) впервые позволил непосредственно измерять такие важные характеристики горных пород, как время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов. Это заставило пересмотреть отношение к нейтронным характеристикам горных пород, изучение которых стало петрофизической основой применения и количественной интерпретации данных нейтронометрии скважин в нефтегазопромысловый и рудной геологии. С созданием высокоэффективных гелиевых детекторов и мощных источников нейтронов появилась возможность определения эффективной длины замедления нейтронов в горных породах с помощью стационарного нейтрон-нейтронного метода.

В разработке нейтронных методов ядерной геофизики можно указать три основных аспекта:

1) исследование нейтронных характеристик горных пород и теоретическое изучение распределения нейтронов и гамма-квантов в горных породах с целью обоснования способов измерений и принципов интерпретации результатов;

2) разработка измерительной аппаратуры и систем телеметрии, изучение закономерностей распределения нейтронов и гамма-квантов в горных породах при реальных скважинных условиях измерений с помощью математического и физического моделирования;

3) создание алгоритмов количественного определения нейтронных характеристик горных пород по результатам скважинных измерений и переход от них непосредственно к петрофизическим характеристикам или содержанию искомого элемента.

Таким образом, отправляясь от нейтронных характеристик горных пород, мы вновь возвращаемся к ним на заключительном этапе использования нейтронометрии скважин, но уже на значительно более высоком уровне детальности изучения этих характеристик.

Исследование нейтронных характеристик горных пород неразрывно связано с теорией переноса нейтронов в природных средах, с анализом закономерностей поля излучения в системе прибор — скважина — пласт.

Первые оценки длин замедления и диффузии нейтронов в горных породах были сделаны Л. С. Полаком в 1947 г. Начало исследования закономерностей распределения нейтронов в горных породах было положено теоретическими работами Ю. П. Булашевича и С. А. Кантора. Дальнейшие исследования стационарных и нестационарных задач теории методов ядерной геофизики проводились В. Ф. Захарченко, И. А. Козачком, И. И. Тальянским, А. Л. Поляченко, Д. А. Кожевниковым и др. Обширные расчеты нейтронных характеристик горных пород были выполнены под руководством Д. М. Сребродольского,

Д. А. Кожевникова, И. А. Козачка, О. М. Нелепченко, Н. Х. Газеева и др.

Для наиболее сложных стационарных задач, характеризующихся низкой степенью симметрии, принципы математического моделирования были разработаны во ВНИИГИС. Большой объем численных расчетов по методу Монте-Карло был выполнен В. Н. Стариковым, Ф. Х. Еникеевой, Б. К. Журавлевым, В. А. Велижаниным, работавшими под руководством Ю. А. Гулина, И. Л. Дворкина, Д. А. Кожевникова.

Математическое моделирование импульсных методов впервые было выполнено во ВНИИЯГГ под руководством С. А. Денисика (Р. А. Резванов, Б. Е. Лухминский, В. Е. Лебедев и др.).

Конечно-разностные алгоритмы для решения задач радиометрии скважин на основе многогруппового диффузионного приближения разработаны во ВНИИЯГГ под руководством А. Л. Поляченко (В. Г. Цейтлин, Т. А. Шапошникова, Т. Е. Гаврина).

Способы непосредственного практического использования нейтронных характеристик горных пород для решения задач нефтегазопромысловый геологии были указаны Ю. А. Гулиным, И. Л. Дворкиным, Д. М. Сребродольским, Д. А. Кожевниковым, С. П. Омесем, М. Х. Хуснуллиным, С. А. Султановым, Л. Н. Воронковым, Р. А. Резвановым, Л. А. Путкарадзе и др.

Для постановки теоретических исследований и решения многих методических вопросов большое значение имели физические эксперименты на моделях пластов. Ценные результаты были получены А. В. Золотовым, Ю. А. Гулиным, В. П. Иванкиным, Н. К. Кухаренко, Ш. А. Губерманом, Е. И. Крапивским, Ю. И. Соколовым, В. М. Арбузовым, Б. М. Орлинским, Ф. А. Куриленко и др.

За рубежом наиболее интересные результаты получены Я. А. Чубеком, Ч. В. Титтлом, Л. С. Алленом, Р. Л. Колдуэллом, П. Вертешем, Дж. Титтменом, А. Крефтом, Дж. Херстом.

Значительное внимание к развитию нейтронных методов исследования характерно для всех промышленно развитых стран. Наибольшее количество патентов, полученных за период 1960—1975 гг. ведущими зарубежными фирмами, занимающимися разработкой техники и методики промыслово-геофизических исследований, относится именно к радиоактивным (нейтронным) методам. Разработки и исследования в этой области ведут более 30 фирм («Дрессер», «Шлюмберже», «Тексако», «Мобил» и др.).

1. НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА В ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

Специфические условия промыслово-геофизических исследований (наличие скважины и ее заполнения, обсадной колонны, кожуха глубинного прибора) существенно сужают круг ядерных реакций, которые могут быть использованы для изучения горных пород. Практически он включает лишь реакции, происходящие в горных породах под действием наиболее проникающих излучений — нейтронов и гамма-квантов, одним из результатов взаимодействия которых с веществом пород также является испускание проникающего излучения.

Это принципиальное обстоятельство во многом определяет современную методологию ядерной геофизики — изучение пространственных, энергетических (спектральных) и временных характеристик полей нейтронов и гамма-квантов, образующихся в горных породах под действием облучения источниками нейтронов (или гамма-квантов) или порождаемых естественными радиоактивными элементами.

Поскольку реакции, вызываемые нейтронами в горных породах, значительно разнообразнее реакций, вызываемых гамма-квантами, нейтронные методы (использующие в качестве первичного излучения нейтроны) заняли основное место в арсенале газонефтепромысловых ядерной геофизики.

«Инструментом» исследования горных пород нейтронными методами является поле нейтронов, образованное в замедляющей среде (горной породе) стационарным или импульсным источником. Испускаемые источником нейтроны высоких энергий могут испытывать как упругое, так и неупругое взаимодействие с ядрами элементов, входящих в состав горной породы (рис. 1). В результате многократного рассеяния нейтроны замедляются, и их энергия становится сравнимой со средней энергией теплового движения атомов (молекул) замедлителя. При этом нейтроны рассеиваются уже не на отдельных ядрах, а на молекулах в целом или на кристаллической решетке.

Механизм рассеяния нейтронов высоких энергий на ядрах замедлителя, которые в этом случае можно считать свободными и неподвижными, таков, что быстрые нейтроны после каждого рассеяния только теряют энергию. Медленные нейтроны при

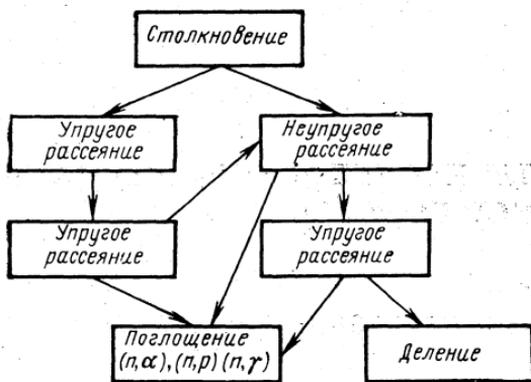
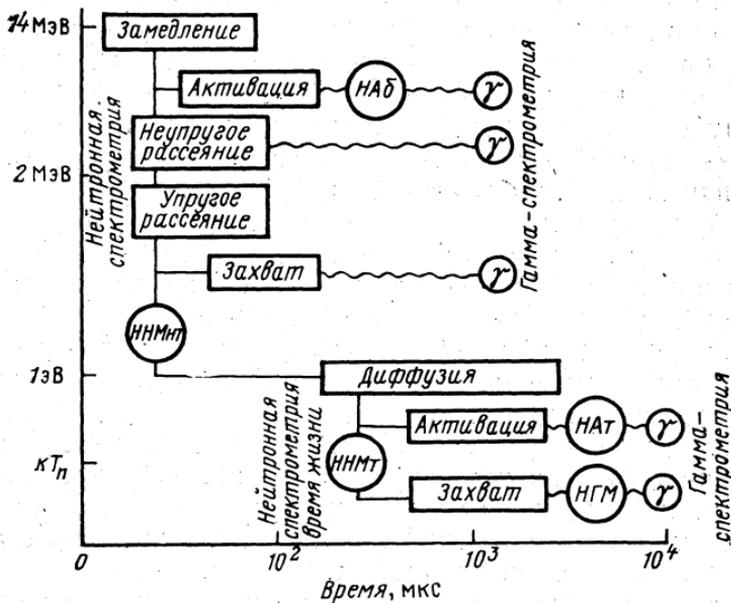


Рис. 1. Схема последовательности взаимодействий нейтронов с атомными ядрами

Рис. 2. Схематическое распределение нейтронных методов ядерной геофизики по физическим процессам



рассеянии могут не только терять, но и приобретать энергию (условие термодинамического равновесия). Наконец, низкоэнергетические нейтроны поглощаются атомными ядрами, и последние высвечиваются одним или несколькими гамма-квантами. Число и энергия (спектр) захватных гамма-квантов являются характеристиками излучающих ядер.

В основе применения нейтронных методов изучения вещества в геофизике лежит исследование физических процессов и явлений, сопровождающих распространение нейтронов в горных породах (рис. 2). Процесс замедления нейтронов охватывает широкую область энергий от 14 МэВ (для изотопных источников от 11 МэВ) до примерно 1 эВ и протекает в сравнительно узком временном интервале, измеряемом временем замедления ней-

тронов, которое не превышает первых сотен микросекунд. Процесс диффузии тепловых нейтронов отличается значительно большей длительностью: ширина соответствующего временного интервала, измеряемая временем жизни тепловых нейтронов, достигает (в слабо поглощающих средах) сотен миллисекунд. Область тепловых энергий ограничена сверху энергией химической связи и измеряется дисперсией максвелловского спектра со средней энергией $3/2kT_n$, где T_n — «температура» нейтронного газа в абсолютных единицах; k — постоянная Больцмана.

По характеру взаимодействия с нейтронами порообразующие элементы можно условно разделить (по массовому числу A) на три группы: 1) легкие ($1 < A < 25$); 2) средние ($25 < A < 80$); 3) тяжелые ($80 < A < 240$). Элементы первой группы типичны для горных пород осадочного комплекса, второй и третьей групп — для изверженных и метаморфических пород. К первой группе должны быть отнесены также магические ядра, близкие по своим свойствам к легким ядрам.

Взаимодействие нейтронов с ядрами различных элементов определяется не только массовыми числами ядер-мишеней, но и (весьма существенно) энергией нейтронов. Можно выделить три области энергий, ход нейтронных реакций в которых качественно различен: 1) $E < 1$ кэВ; 2) 1 кэВ $< E < 0,5$ МэВ; 3) $0,5$ МэВ $< E < 14$ МэВ. Такое подразделение в общих чертах определяет характер ядерных реакций, типы испускаемых частиц, их угловое и энергетическое распределение и т. д. Например, в области низких энергий преобладает резонансное поглощение нейтронов тяжелыми ядрами, в области средних энергий наиболее существенно упругое рассеяние, в области относительно высоких энергий конечное ядро может образоваться в нескольких возбужденных состояниях, благодаря чему возможно неупругое рассеяние нейтронов; в последней заметной вероятностью обладают также реакции с вылетом заряженных частиц.

К изучаемым в горных породах физическим процессам относятся: 1) неупругое рассеяние быстрых нейтронов на атомных ядрах, сопровождаемое испусканием характеристического гамма-излучения (гамма-излучение неупругого рассеяния — ГИНР); 2) активация атомных ядер быстрыми нейтронами; 3) резонансное поглощение нейтронов; 4) деление ядер надтепловыми нейтронами (для делящихся изотопов тяжелых ядер); 5) активация атомных ядер тепловыми нейтронами; 6) поглощение тепловых нейтронов, сопровождаемое испусканием характеристического гамма-излучения (захватное гамма-излучение); 7) ужесточение спектра тепловых нейтронов, обусловленное присутствием в горной породе элементов-поглотителей; 8) деление тяжелых ядер тепловыми нейтронами.

Перечисленные процессы происходят независимо от того, каков режим облучения: стационарный или импульсный. Однако использование источников нейтронов, работающих в импульс-

ном режиме, позволяет резко увеличить объем информации о составе исследуемой среды по сравнению со стационарными источниками.

Так как процессы замедления быстрых нейтронов и диффузии тепловых нейтронов разграничены во времени, можно отдельно регистрировать гамма-излучение неупругого рассеяния замедляющихся нейтронов, гамма-излучение, возникающее при поглощении тепловых нейтронов, и гамма-излучение наведенной радиоактивности (рис. 3).

Вследствие очень высоких скоростей первичных нейтронов уже в течение длительности импульса 1 генератора нейтронов в изучаемой среде появляется ответный импульс 2 гамма-излучения неупругого рассеяния. Это гамма-излучение регистрируется одновременно с гамма-излучением 3 искусственной радиоактивности, возникающей в породе под действием облучения быстрыми нейтронами. Поскольку временной анализ охватывает очень короткие (по сравнению с периодами полураспада) интервалы времени, кривые спада наведенной активности в этих интервалах воспринимаются как квазистационарный фон.

Если в породе присутствует резонансный поглотитель, то по истечении промежутка времени t_p , равного времени замедления до энергии резонанса поглощения, появляется импульс гамма-излучения 4. Время появления импульса определяется водородосодержанием (замедляющими свойствами) среды, а амплитуда импульса пропорциональна концентрации резонансного поглотителя.

По достижении нейтронами в процессе замедления тепловых скоростей (за время t_T) в среде появляется импульс 5 гамма-излучения радиационного захвата тепловых нейтронов. Этот импульс обладает довольно большой дисперсией (дисперсия временного распределения нейтронов растет с уменьшением их энергии; кроме того, происходит его дополнительное уширение из-за наложения дисперсии максвелловского спектра тепловых энергий). Гамма-кванты радиационного захвата регистрируются на квазистационарном фоне активационного гамма-излучения, обусловленного действием быстрых (кривая 3) и тепловых (кривая б) нейтронов.

Таким образом, импульсные нейтронные гамма-методы особенно удобны для изучения горных пород, поскольку, выбирая соответствующую временную задержку, можно обеспечить регистрацию преимущественно процесса замедления нейтронов либо диффузии и поглощения или распада активированных ядер.

Каждому из перечисленных процессов взаимодействия нейтронов в горных породах соответствует один (или более) нейтронный метод ядерной геофизики, поэтому классификация нейтронных методов (см. рис. 2) основывается на их физической сущности.

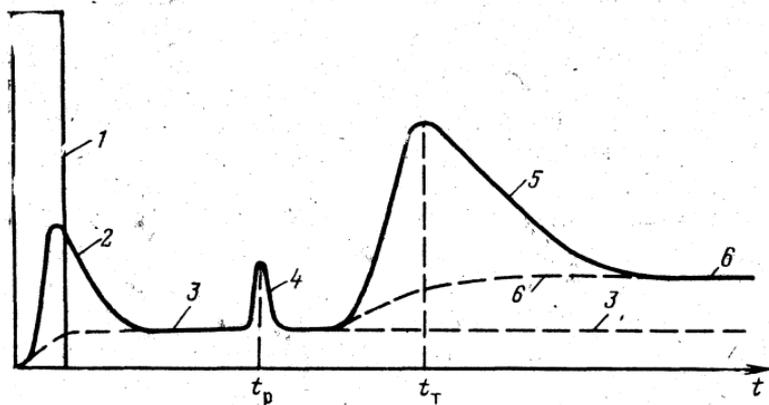


Рис. 3. Временная развертка процессов генерации гамма-излучения в горной породе после инъекции импульса быстрых нейтронов (схема)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			0
1											2 He
2						8 O					10 Ne
3											18 Ar
4			21 Sc								
			31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br				36 Kr
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	
						52 Te	53 J				54 Xe
6	55 Cs			72 Hf	73 Ta		75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	
			81 Tl			84 Po	85 At				
7	87 Fr		89 Ac		91 Pa						

Рис. 4. Элементы, количественно определяемые в горных породах нейтронами и другими методами ядерной геофизики.

1 — метод наведенной активности по тепловым нейтронам; 2 — метод наведенной активности по быстрым нейтронам; 3 — нейтронный гамма-метод; 4 — нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам; 5 — активационный анализ по запаздывающим совпадениям; 6 — плотностной гамма-гамма-метод; 7 — селективный гамма-гамма-метод; 8 — метод естественной гамма-активности; 9 — фотонейтронный метод; 10 — нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам

В настоящее время известны следующие нейтронные методы: 1) метод спектроскопии гамма-излучения неупругого рассеяния (ГИНР); 2) метод наведенной активности (активационный анализ) на быстрых нейтронах (НАб); 3) метод резонансной активации; 4) нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам (ННМнт); 5) стационарный нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам (ННМт); 6) импульсный нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам (ИННМ); 7) стационарный нейтронный гамма-метод (НГМ); 8) спектроскопия захватного гамма-излучения (НГМ-С); 9) импульсный нейтронный гамма-метод (ИНГМ; имеет также спектроскопическую модификацию); 10) импульсный нейтронный гамма-нейтронный метод (ИНГНМ); 11) метод наведенной активности (активационный анализ) на тепловых нейтронах (НАт); 12) нейтронные методы, использующие реакцию деления; 13) фотонейтронный метод. На рис. 4 отмечены элементы периодической системы Менделеева, определяемые в скважинных условиях различными методами ядерной геофизики.

Нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам (ННМнт) состоит в измерении плотности потока нейтронов, замедленных в системе скважина — пласт, детектором, находящимся на определенном расстоянии (называемом размером зонда) от стационарного источника нейтронов, в процессе перемещения измерительного прибора по стволу скважины. Регистрируемая детектором плотность потока замедленных нейтронов зависит от эффективной длины замедления нейтронов, которая при оптимальном размере зонда определяется водородосодержанием исследуемого пласта и его химико-минералогическим составом. Поэтому ННМнт используется для определения объемного водородосодержания пласта, а при отсутствии в скелете породы химически связанной воды — для определения пористости и газонасыщенности.

Нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам (ННМт) заключается в регистрации плотности нейтронов, диффундирующих в системе скважина — пласт после их замедления до тепловых энергий. Плотность тепловых нейтронов, измеряемая детектором при фиксированном размере зонда, зависит не только от эффективной длины замедления, но также от времени жизни τ и коэффициента диффузии D . Последние два параметра характеризуют водородосодержание породы и концентрацию элементов с высокими сечениями поглощения тепловых нейтронов (таких, как хлор, бор и т. д.).

Показания ННМт используются для оценки пористости коллекторов при неизменном их насыщении: если известна пористость — для определения газонасыщенности, если пластовая вода сильно минерализована — для определения типа флюида, насыщающего поровое пространство.

Из-за малого радиуса зоны исследования на показания

ННМт и ННМнт влияют свойства среды, заполняющей скважину. В значительной степени ослабить это влияние позволяет использование приборов с прижимными устройствами.

Нейтронный гамма-метод (НГМ) состоит в регистрации плотности потока гамма-квантов, возникающих в пласте и скважине в результате поглощения замедленных и тепловых нейтронов атомными ядрами. При фиксированном размере зонда показания детектора гамма-излучения («интенсивность» и энергетический спектр излучения) определяются такими нейтронными характеристиками среды, как эффективная длина замедления быстрых нейтронов, время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов, а также излучающей способностью среды (спектр гамма-излучения, возникающего при поглощении одного нейтрона) и коэффициентом ослабления гамма-излучения. Все эти характеристики в свою очередь определяются водородосодержанием, химико-минералогическим составом и плотностью исследуемых сред. Возможность изучения энергетического спектра захватного гамма-излучения повышает надежность выделения пластов-коллекторов и определения типа флюида; в рудной геофизике нейтронная гамма-спектроскопия используется для элементного анализа горных пород.

Хотя радиус зоны исследования НГМ больше, чем ННМнт и ННМт, вклад излучения скважины в результирующие показания детектора при НГМ не только велик, но при известных условиях (при низких пористости пород и минерализации пластовой воды) играет даже определяющую роль. При оптимальном размере зонда излучение скважины тесно связано со свойствами пласта и не может рассматриваться как обычный фон.

Импульсный нейтрон-нейтронный метод (ИННМ) состоит в измерении спада плотности тепловых нейтронов в зависимости от времени (времени задержки) после инъекции импульса быстрых нейтронов в исследуемую горную породу. При фиксированном размере зонда Z временное изменение показаний детектора тепловых нейтронов $n(t; Z)$ зависит от времени жизни и коэффициента диффузии тепловых нейтронов в исследуемом пласте. В начальные моменты $n(t; Z)$ отражает распределение нейтронов в скважине, однако с увеличением времени задержки закон изменения показаний во времени стремится к $e^{-t/\tau}$, т. е. определяется поглощающими свойствами пласта. Временное изменение отношения показаний на двух зондах $n(t; Z_1)/n(t; Z_2)$ зависит от пространственного распределения тепловых нейтронов, которое в свою очередь характеризует рассеивающие свойства породы (водородосодержание).

Возможность управления временем задержки позволяет осуществлять грубую пространственную «локацию» исследуемой породы, что обеспечивает увеличение радиуса зоны исследования ИННМ по сравнению со стационарными методами.

Импульсный нейтронный гамма-метод (ИНГМ)

во многом аналогичен ИНМ и отличается тем, что регистрирует нестационарное поле гамма-излучения, возникающего при поглощении тепловых нейтронов. Радиус зоны исследования ИНГМ больше, чем ИНМ. Особенно эффективен этот метод при измерении через насосно-компрессорные трубы, а также при исследовании скважин с нарушенным цементом.

Методы наведенной активности на быстрых (НАб) и тепловых (НАт) нейтронах основаны на облучении горной породы потоком нейтронов (от стационарного изотопного источника, импульсного или стационарного генератора, нейтронного размножителя или ядерного реактора) и последующей регистрации гамма-излучения наведенной активности. Эти методы широко применяются в нефтепромысловый и рудной геофизике.

Практические возможности методов наведенной активности при элементном анализе горных пород определяются: 1) ядерными реакциями и элементами (изотопами)-излучателями, вносящими основной вклад в величину результирующего активационного эффекта; 2) формой энергетического спектра источника нейтронов, которым облучается порода; 3) отдельной оценкой активации за счет реакций на быстрых и тепловых нейтронах; 4) выделением излучения искомым элементов на фоне активации других элементов; 5) величиной глубинности исследования, определяемой вкладом в общую величину активационного эффекта, даваемую участками горной породы, находящимися на различном удалении от источника нейтронов.

1.2. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

Нейтронные методы первоначально применялись исключительно для решения задач нефтепромысловый геологии, позднее — в рудной, угольной, горной геофизике и инженерной геологии, при полевой разведке, скважинных и лабораторных исследованиях. Этими методами определяется элементный состав горных пород и руд как в лабораторных и полевых условиях, так и в условиях естественного залегания пород — в скважинах, карьерах, обнажениях и т. д.

Стимулом бурного развития нейтронных методов явились интенсивная разведка и разработка нефтяных месторождений, приуроченных к карбонатным отложениям, которые трудно изучать традиционными электрическими методами, особенно при сложной структуре порового пространства.

Если бурение скважин осуществляется на известково-битумном растворе или на растворах, изготовленных на нефтяной основе, то применение электрических методов (кроме индукционного) полностью исключается.

В газонефтепромысловый геологии при разведке, разработке и доразведке месторождений нейтронными методами решаются

следующие основные задачи: 1) расчленение разреза по литологии и газодонефтенасыщенности; 2) корреляция разрезов скважин; 3) количественное определение коллекторских свойств горных пород, оценка начальной, текущей и остаточной нефтенасыщенности; 4) контроль продвижения пластовых вод, определение интервалов обводнения пластов и положения водо-нефтяного контакта; 5) определение поглощающих и неработающих пластов; 6) контроль гидроразрыва, солянокислотных обработок пластов и испытаний скважин; 7) контроль технического состояния скважин и т. д.

Измерения проводятся в неработающих нефтяных скважинах и в процессе работы скважин (через насосно-компрессорные трубки). Нейтронные исследования проводятся во всех бурящихся скважинах с целью уточнения литологической характеристики пластов и выделения коллекторов нефти и газа. В последние годы одной из важнейших стала задача количественной оценки остаточной нефтенасыщенности коллекторов после их заводнения.

Высокий уровень добычи нефти и газа не может быть достигнут только за счет открытия и своевременного ввода в разработку новых месторождений. Большую роль играет совершенствование методов добычи, обеспечивающих наиболее полное извлечение нефти и газа из недр при длительных периодах безводной эксплуатации. Это выдвигает задачу обеспечения разрабатываемых месторождений методами изучения процессов, протекающих в залежах при извлечении нефти и газа, а также контроля эффективности мероприятий по интенсификации добычи, капитальному ремонту скважин и т. д. Эти методы необходимы также при создании и эксплуатации подземных хранилищ газа.

Применение нейтронных методов для контроля обводнения коллекторов при различных способах интенсификации добычи нефти — важное звено в общем комплексе контроля и регулирования разработки месторождений [6, 11, 57, 58, 78, 91]. Расчленение пород по водо-нефтенасыщенности и определение водо-нефтяного контакта (ВНК) особенно важно в условиях применения законтурного и внутриконтурного заводнения, когда наряду с закономерным подъемом ВНК может происходить прорыв закачиваемой воды по наиболее проницаемым участкам пласта, вызывающий неравномерное обводнение последнего. В этом случае становится необходимым не только определение положения границы вода — нефть в пласте, но и выделение участков пласта, обводнившихся в результате прорыва нагнетаемой воды. Своевременный контроль обводнения месторождений позволяет обоснованно корректировать отбор нефти и закачку воды в пласт, управлять перемещением (стягиванием) контуров нефтеносности и в конечном итоге увеличить отбор нефти из недр.

НТБ
ВНИИ

Среди задач, решаемых нейтронными методами, особое значение имеет количественное определение водородосодержания. Водород содержится в нефти, природных газах, газогидратах и воде, заполняющих поровое пространство горных пород, а также присутствует в химически связанном состоянии в некоторых минералах, глинах, гипсе. В осадочных горных породах, не содержащих химически связанной воды, водородосодержание зависит от пористости. Количественное определение пористости необходимо для решения многих задач, начиная с поисков и разведки нефтяных и газовых месторождений и кончая контролем их выработки.

Применения нейтронных методов количественного определения водородосодержания вещества:

1) в нефтяной и газовой промышленности — выделение и оценка продуктивных нефте- и газоносных коллекторов; контроль разработки месторождений; доразведка месторождений по измерениям в обсаженных скважинах старого фонда; контроль сооружения и эксплуатации подземных газохранилищ; измерение влажности пород для прогноза и контроля воздействия на пласт при мирном использовании подземных ядерных взрывов с целью интенсификации разработки месторождений нефти и газа;

2) в нефтехимической промышленности — определение концентрации водорода и отношения атомов C/H в углеводородах в автоматизированных системах нефтепереработки и транспорта;

3) в промышленности строительных материалов — автоматизация управления производством цемента на основе непрерывного контроля влажности при обжиге цементной массы;

4) в строительстве — контроль влажности при сооружении плотин, шоссейных дорог, аэродромов;

5) в сельском хозяйстве — определение влажности почвы для контроля зоны деятельности корневой системы растений и фиксации изменения структуры почвы.

Большое практическое применение получили нейтронные методы при изучении газовых месторождений. Они позволяют однозначно выделять газоносные пласты даже в низкопористых и низкопроницаемых коллекторах, контролировать разработку газовых месторождений.

Специфический аспект определения водородосодержания горных пород нейтронными методами связан с использованием энергии взрыва при добыче полезных ископаемых, строительстве горных предприятий и крупных промышленных объектов. Проект взрывного воздействия, в частности расчет глубины заложения и мощности ядерных зарядов, не может быть выполнен без знания водонасыщенности горных пород, поскольку этот параметр существенно определяет их прочностные свойства.

Автоматизация управления технологическими процессами в нефтеперерабатывающей промышленности выдвинула задачу непрерывного определения химического состава смесей углеводородов при условии, чтобы время между измерением и получением результата было возможно меньшим. Химический состав смесей углеводородов определяется по величине C/H, т. е. по весовому соотношению углерода и водорода в жидкости. При-

менение метода замедления нейтронов позволило полностью решить эту задачу, сняв ограничения, присущие β -фотометрии.

Для решения геологических и геохимических задач важное значение имеет нейтронный активационный анализ (как в стационарном, так и в импульсном режимах), позволяющий получить информацию о макросодержаниях O, F, N, Na, Mg, Al, Si, P, Cu в силикатных, карбонатных и других породах и некоторых типах руд. Особенно эффективен активационный анализ при исследовании образцов горных пород с применением ядерных реакторов. Чувствительность метода дает возможность определять в геологических образцах многие микрокомпоненты на уровне кларковых и закларковых содержаний (10^{-2} — 10^{-9} %).

Кислородный нейтронно-активационный метод (КНАМ), реализуемый с генератором нейтронов одновременно с ИНГМ, применяется для установления границы подвижной и застойной воды в эксплуатационных скважинах, выделения интервалов притока воды из перфорационных отверстий и нарушений обсадной колонны, выявления интервалов затрубной циркуляции воды.

Нейтронные методы применимы для количественного определения урана в горных породах посредством регистрации мгновенных или запаздывающих нейтронов деления. Особенно эффективны они на урановых месторождениях сложного тектонического строения, характеризующихся нарушением радиоактивного равновесия.

В связи с большим значением бериллия, как металла новой техники, распространение получил фотонейтронный метод, обеспечивающий бесфоновое количественное определение бериллия.

В лабораторных условиях применяется нейтронный осколко-радиографический метод изучения шлифов. Его можно назвать «нейтронной петрографией» [87, 92]. Он позволяет изучать с высокой чувствительностью пространственное распределение, локальные концентрации и формы нахождения таких элементов, как U, Th, В, Li и др. Концентрация этих элементов определяется непосредственно в шлифах (без их разрушения). Разрешающая способность метода выявления пространственного распределения делящихся ядер составляет величину порядка размеров трека, т. е. около 10 мк, поэтому им могут быть исследованы образцы минералов размером несколько десятков микрон.

1.3. ИЗУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД КАК ОСНОВА ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН НЕЙТРОННЫМИ МЕТОДАМИ

Показания нейтронных методов определяются нейтронными характеристиками сред, окружающих глубинный прибор, и геометрией измерений. Следовательно, по этим показаниям можно

оценить нейтронные параметры горных пород. Петрофизические свойства горных пород (водонасыщенность, нефте- и газонасыщенность, концентрация породообразующих элементов) могут быть установлены лишь в том случае, если существует достаточно тесная связь между ними и нейтронными характеристиками горных пород.

На знании нейтронных характеристик горных пород основаны способы применения нейтронных методов, определение оптимальных условий измерений, установление связи показаний со свойствами изучаемых сред, разработка алгоритмов количественного определения ядерно-физических параметров горных пород. Все эти исследования составляют неотъемлемую часть общей проблемы количественной интерпретации, полное решение которой включает создание алгоритмов первичной обработки результатов измерений, установление связей ядерно-физических характеристик горных пород с петрофизическими и геохимическими характеристиками. Например, определив длину замедления надтепловых нейтронов или коэффициент диффузии тепловых нейтронов в пласте, можно оценить водородосодержание породы, а в случае, когда водород входит только в состав флюида (вода, нефть), насыщающего поры коллектора, то и пористость последнего.

Знание времени жизни тепловых нейтронов τ позволяет определить содержание элементов, сильно поглощающих нейтроны. Так, если пластовые воды насыщены хлоридами, то можно, учитывая пористость, оценить нефтенасыщенность коллектора. Знание времени жизни тепловых нейтронов в породе со сравнительно высокой точностью необходимо также при определении концентрации элементов методом наведенной активности.

Как прикладная дисциплина ядерная геофизика охватывает два круга основных проблем или задач, являющихся предметом ее исследования, — прямые и обратные. Прямые задачи заключаются в теоретическом изучении пространственно-временного и энергетического распределения нейтронов и гамма-квантов при заданной геометрии и свойствах исследуемых сред. Обратные задачи состоят в определении состава и строения исследуемых сред по полю излучения, регистрируемого измерительным прибором [16].

Прямые задачи включают: 1) разработку физических основ нейтронных методов ядерной геофизики — изучение этих методов в рамках простейших математических моделей переноса излучения в простейших геометрических условиях, отражающих реальные условия измерений; 2) расчет палеточного материала для реальных условий измерений; 3) изучение влияния на результаты измерений строения и свойств прискважинной части пласта (так называемой ближней зоны); 4) оптимизацию условий измерений; 5) обоснование возможности решения обратных

задач. Средства решения прямых задач — разработка и применение соответствующих вычислительных алгоритмов решения уравнения переноса нейтронов или его приближенных форм, математическое и физическое моделирование нейтрометрии скважин.

Решение обратных задач нейтрометрии скважин состоит, во-первых, в разработке методов количественного определения нейтронных характеристик горных пород, во-вторых, в установлении по измеренным нейтронным характеристикам геолого-петрофизических свойств пород: плотности, пористости, нефте-, газо- и водонасыщенности, глинистости и т. п.

Специфические трудности решения обратных задач газонефтепромысловой ядерной геофизики определяются принципиальными особенностями проведения измерений в скважинах. Суждения о свойствах изучаемой среды (пласта) основываются на результатах измерений в другой среде (скважине), параметры которой могут изменяться в широких пределах. В обсаженных скважинах область, доступная измерениям, отделена от изучаемой среды колонной и цементом. Эта трудность усугубляется присущей ядерным методам малой глубиной, т. е. малым объемом исследуемой среды, из-за чего свойства ближней зоны могут влиять на показания прибора сильнее, чем сама горная порода. В подобных случаях судить о свойствах породы (например о типе насыщающего ее флюида) приходится по свойствам ее ближней зоны.

При фиксированном режиме измерений (размер зонда, время задержки, энергия регистрируемого излучения, спектр источника и т. д.) показания детектора I можно представить следующим образом:

$$I \equiv I(x, \Pi),$$

где x — концентрация искомого элемента, определенная нейтронная характеристика породы или комплекс таких характеристик (время жизни тепловых нейтронов, коэффициент диффузии, длина замедления и т. д.); Π — многомерный «шумовой» вектор $\Pi = (\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_n)$.

Компоненты «шумового» вектора π_i представляют собой параметры системы скважина — пласт, которые также влияют на показания прибора I . Этими параметрами являются диаметр скважины, глубина проникновения фильтра глинистого раствора, минерализация последнего, мощность пласта, структура порового пространства (определяющая фильтрационные свойства пластов по отношению к флюидам различного типа), толщина глинистой корки, глинистость, примеси элементов с аномальными нейтронными свойствами и т. д. Некоторые из этих «шумовых» параметров в свою очередь могут быть корреляционно связанными с искомым параметром x .

Уточнение результатов интерпретации достигается путем

сопоставления показаний против исследуемого пласта, снятые при различных режимах измерений (переход от однозондовых модификаций к многозондовым, от интегральных измерений — к спектрометрическим, измерения на двух и более временах задержки и т. д.). Обработка материалов таких измерений позволяет получать параметры (функционалы от показаний), на которые свойства скважинной среды и геометрия измерений влияют значительно меньше, чем на результат единичного замера.

Путем соответствующей обработки данных измерений можно получить величины, которые не только устойчивы по отношению к изменению свойств скважинной среды, но зависят преимущественно от одного из нейтронных параметров — длины замедления, коэффициента диффузии или времени жизни тепловых нейтронов и т. д. Например, отношение показаний детекторов тепловых нейтронов, расположенных на различных расстояниях от источника, связано с длиной миграции тепловых нейтронов и сравнительно слабо зависит от свойств скважинной среды и времени жизни тепловых нейтронов в пласте. Декремент затухания поля тепловых нейтронов или захватного гамма-излучения, определяемый по измерениям на двух временных задержках, при оптимальных условиях измерений близок к обратному времени жизни тепловых нейтронов в пласте.

Ввиду большого числа физических и геометрических факторов, влияющих на показания, основной принцип решения обратных задач ядерной геофизики состоит в том, чтобы при оптимальных условиях и режимах измерений (минимизирующих размерность «шумового» вектора Π) сконструировать из измеренных величин $I(x, \Pi)$ такие квазиодномерные функционалы $F(x, \Pi)$, значения которых определяются главным образом искомым параметром x^1 :

$$F(x; \Pi) = \hat{L}\{I(x, \Pi)\} = \varphi(x) + \varepsilon(x, \Pi),$$

причем $\varepsilon/\varphi \ll 1$. Операторный символ \hat{L} здесь означает применение к показаниям прибора $I(x, \Pi)$ определенной последовательности математических (логических) операций. Структура

оператора \hat{L} определяется в процессе решения соответствующей прямой задачи. Если функциональная зависимость $\varphi(x)$ известна, то ее обращение дает непосредственно искомую величину x . Подобный подход, формализованный в работе [61], сформировался в процессе разработки методов интерпретации

¹ Для наглядности здесь рассматривается случай определения только одного параметра x . Практически часто приходится одновременно определять больше неизвестных параметров, однако рассматриваемая здесь принципиальная схема сохраняется.

данных ИННМ, однако он полностью применим и к интерпретации стационарных методов.

Следует подчеркнуть важнейшую роль анализа прямых задач, в частности нейтронных характеристик горных пород, для решения обратных задач, поскольку из этого анализа вытекают: 1) вид квазиодномерных функционалов $F(x, \Pi)$; 2) вид зависимостей $\varphi(x)$; 3) способы получения номограмм (палеток) для поправок $\varepsilon(x, \Pi)$.

1.4. ГЕОХИМИЧЕСКИЕ И ЯДЕРНЫЕ СВОЙСТВА ОСНОВНЫХ ПОРОДООБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

При расчетах нейтронных характеристик горных пород и количественной интерпретации результатов нейтронных исследований скважин (в особенности нестационарных и гамма-спектрометрических методов) необходим учет возможных вариаций химического состава (а для рудных образований — и структуры пород).

Горные породы, как правило, представляют собой среды сложного химического (изотопного) состава. В них входят микропримеси (редкие или рассеянные элементы, малораспространенные изотопы основных породообразующих элементов), которые часто характеризуются аномальными нейтронными свойствами. Ничтожная концентрация ядер некоторых элементов (изотопов) может заметно влиять на пространственно-энергетическое распределение нейтронов, а также на спектр и интенсивность нейтронного гамма-излучения в горных породах.

Здесь приведены краткие сведения о ядерных свойствах и содержаниях различных породообразующих элементов в горных породах (главным образом осадочных), включая те элементы, которые, хотя и присутствуют в очень малых количествах, но обладают аномальными свойствами по отношению к взаимодействию с тепловыми нейтронами.

До недавнего времени работы по оценке ядерно-физических констант ориентировались на задачи ядерной энергетики: хорошо изученными оказались нейтронные сечения для делящихся изотопов и конструкционных элементов ядерных реакторов. Для породообразующих элементов — кислорода, кремния, кальция и др. надежных сведений было мало.

В настоящее время для ядерно-геофизических расчетов имеется библиотека ядерных данных Б-2 (для элементов Н, С, О, Na, Mg, Al, Si, S, К, Ca, Fe) [53]. В основу библиотеки Б-2 положен формат библиотеки, приведенной в работе [5], дополненный 1-й и 2-й группами в быстрой области, 23-й и 24-й группами в промежуточной области. Первая группа («дельта»-группа) введена для повышения точности расчетов нейтронных полей в водородсодержащих средах для генератора нейтронов ($E =$

Основные породообразующие элементы (природная смесь изотопов) и

Элемент	Среднее содержание в земной коре, %	Средняя плотность ядер в породах, $N \cdot 10^{-22}/\text{см}^3$			$E =$			
		в осадочных в целом	в карбонатных	в терригенных	σ_t	σ_s^{el}	σ_{in}^s	E^* , МэВ
Кислород	49,13	5,2700	4,960	4,9300	1,620	0,964	0,318	6,44
Кремний	26,00	1,3600	0,0580	1,4900	1,801	0,822	0,460	1,90
Алюминий	7,45	0,6170	0,0128	0,6800	1,832	0,798	0,830	—
Железо	4,20	0,0950	0,0062	0,1130	2,240	1,187	0,900	0,86
Кальций	3,25	0,1010	1,3600	0,0690	2,190	1,395	0,380	4,55
Натрий	2,40	0,0458	0,0043	0,0607	1,690	0,772	0,680	0,46
Калий	2,35	0,0935	0,0045	0,0594	2,040	1,137	0,400	2,60
Магний	2,35	0,0882	0,3700	0,0818	1,820	0,519	0,660	1,42
Водород	1,00	—	0,0602	1,0000	—	—	0,00	—
Углерод	—	0,1330	1,6200	0,0117	1,270	0,744	0,446	4,80

Примечание.

σ_t — полное сечение взаимодействия; σ_s — сечение рассеяния; σ_s^{el} — сечение упругого

σ_a — сечение поглощения; h — вероятность рассеяния; h^{el} — вероятность упругого рассеяния;

=14,1 МэВ). Библиотека Б-2 использует оцененные данные библиотеки ENDL-2 [97].

Породообразующие элементы осадочных отложений. Наиболее распространенным в земной коре элементом является кислород, содержание которого составляет около 50 вес. %. Горные породы состоят почти исключительно из кислородных соединений, в основном из силикатов алюминия, кальция, магния, натрия и железа. В связи с этим для многих пород величины отношений Al/Si, Fe/Si и Mg/Si изменяются в сравнительно узких пределах.

Земная кора обогащена кремнием, алюминием и особенно калием, но обеднена элементами группы железа. Восемь элементов (O, Si, Al, Fe, Ca, Na, K, Mg) составляют 99 % всей массы земной коры. Геохимическое поведение микрокомпонент в ней практически не зависит от их атомного веса.

При расчетах нейтронных характеристик и распределений нейтронов в горных породах концентрации породообразующих элементов задаются плотностью их ядер (число ядер в 1 см^3). Табл. 1, в которой приведены средние плотности ядер различных элементов в осадочных горных породах, вычислена на основании данных А. П. Виноградова, Я. Мияки и др. В этой же таблице приведены сечения взаимодействия с нейтронами при двух существенно различных энергиях.

сечения их взаимодействия (барн) с нейтронами

14,1 МэВ				$E=0,025$ эВ				
σ_a	h^{el}	h^{in}	g	σ_t	σ_s	σ_a	h	g
0,338	0,595	0,196	0,209	3,75	3,75	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1,00	0,00
0,519	0,552	0,254	0,287	1,86	1,700	0,160	0,91	0,09
0,204	0,435	0,453	0,111	1,64	1,40	0,236	0,856	0,144
0,153	0,530	0,402	0,068	13,62	11,0	2,62	0,808	0,192
0,414	0,637	0,174	0,189	3,44	3,00	0,44	0,872	0,128
0,238	0,457	0,402	0,141	4,53	4,00	0,534	0,883	0,117
0,503	0,557	0,196	0,247	3,60	1,50	2,10	0,417	0,58
0,581	0,285	0,363	0,319	3,66	3,60	0,063	0,983	0,017
0,00	1,00	0,00	0,00	20,63	20,3	0,33	0,984	0,016
0,08	0,586	0,351	0,063	4,80	4,80	$3,4 \cdot 10^{-3}$	1,00	0,00

рассеяния; σ_s^{in} — сечение неупругого рассеяния; E^* — порог неупругого рассеяния;

h^{in} — вероятность неупругого рассеяния; g — вероятность поглощения.

Как видно из табл. 1, некоторые порообразующие элементы (кислород, кремний, магний) слабо поглощают тепловые нейтроны, но при $E \approx 14$ МэВ становятся заметными поглотителями (в реакциях с вылетом заряженных частиц). Есть и противоположные примеры (кальций, калий, железо).

В осадочных породах, поровое пространство которых заполнено пластовой водой, плотность ядер кислорода очень слабо зависит от литологического состава (рис. 5). Если поровое пространство пород насыщено не водой, а нефтью, то плотность ядер кислорода по-прежнему почти не зависит от литологического состава, но в большей степени, так же как и плотность протонов, зависит от пористости.

Кислород обладает высоким порогом активации (рис. 6), малым периодом полураспада изотопа ^{16}N , образующегося при активации, и высокой энергией гамма-излучения. Эти свойства определяют возможность успешного применения активации кислорода быстрыми нейтронами ($E_0 > 11$ МэВ) для выделения в разрезе пластов, содержащих полезные ископаемые, которые лишены кислорода. К последним относятся нефть, углеводородный газ, уголь, сера, плавиковый шпат и т. п.

Характерной чертой распределения изотопов кислорода является наибольшее содержание изотопа ^{18}O в осадочных породах и наименьшее — в изверженных. В отличие от основного

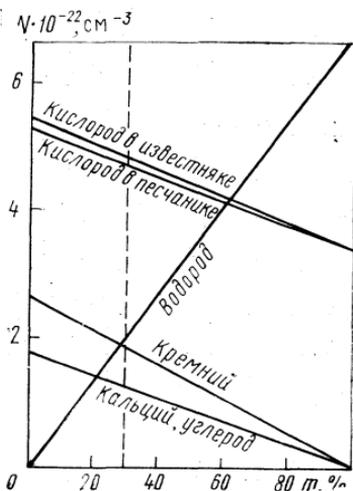
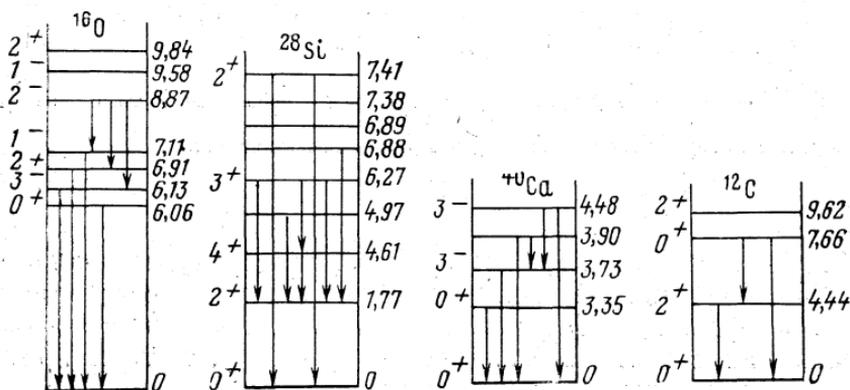


Рис. 5. Зависимость плотности ядер породообразующих элементов в песчанике и известняке от пористости (объемной водонасыщенности).

Слева пунктиром отделена область, представляющая практический интерес

Рис. 6. Схемы энергетических уровней основных породообразующих изотопов (указаны энергии в МэВ, спины, четности и радиационные переходы)



(наиболее распространенного) изотопа, ^{18}O обладает большим сечением (α, n) -реакции и в горных породах может являться источником нейтронов *in situ*. На изотопе кислорода ^{17}O возможна фотонейтронная реакция (γ, n) .

На активации ядер кислорода быстрыми нейтронами (генератора нейтронов) основан кислородный нейтронно-активационный метод (КНАМ), разработанный в тресте Татнефтегеофизика под руководством Л. Н. Воронкова. Энергия гамма-излучения, сопровождающего реакцию $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$, и период полураспада ^{16}N ($T_{1/2}=7,3$ с) удобны для исследования движения жидкости в скважине, поскольку кислородсодержащий флюид, движущийся в колонне (или за колонной), смещает поле излучения ^{16}N в направлении движения с определенной скоростью.

Водород в минералах и горных породах обычно рассматривается как составная часть H_2O . Однако при интерпретации результатов измерений нейтронными методами это может привести к ошибочному представлению, что количество водорода отражает лишь содержание воды в породе. Во многих случаях водород присутствует в химически связанном состоя-

нии (например, в глинистых минералах) не в виде молекул воды, а в виде ионов H^+ или OH^- , занимая строго определенное положение в кристаллической решетке. Водородосодержание глин зависит от их химического состава и пластового давления.

В области высоких и надтепловых энергий водород отличается от других элементов монотонной зависимостью сечения рассеяния от энергии (для остальных породообразующих элементов типичны резонансы сечения рассеяния), а также значительно большей замедляющей способностью при упругом рассеянии.

Кальций содержится в горных породах в основном в виде углекислых, сернокислых и фосфорнокислых соединений. Он характеризуется самой большой разницей масс своих изотопов. В противоположность кислороду, углероду, азоту и сере значительного колебания изотопного состава кальция не наблюдается.

Кремний имеет три стабильных изотопа — ^{28}Si (распространенность 92,21 %), ^{29}Si (4,70 %) и ^{30}Si (3,09 %), которые обладают сравнительно малыми сечениями неупругого рассеяния быстрых нейтронов и радиационного поглощения тепловых нейтронов.

Учет изменения содержания тяжелых (рудных) элементов имеет важное значение с точки зрения количественного анализа влияния неупругого рассеяния.

Элементы — поглотители нейтронов в горных породах. В области тепловых энергий нейтронов особенно важен учет изменения концентрации поглощающих элементов.

Величина одного из важнейших параметров горных пород — времени жизни тепловых нейтронов определяется микроскопическим сечением захвата их ядрами химических элементов, входящих в состав минералов, которые образуют скелет породы, и в состав флюидов, насыщающих поровое пространство.

Наряду с рассмотренными выше основными породообразующими элементами, которые обладают сравнительно небольшими (от десятых долей до единиц барна) сечениями поглощения σ_a в горных породах присутствуют, как правило, в небольших количествах элементы с аномально большими значениями σ_a (кадмий, бор, иридий), а также элементы из группы редкоземельных (гадолиний, самарий, европий и т. д.). В табл. 2 приведены элементы с аномально большими сечениями поглощения тепловых нейтронов.

Основная масса редких земель накапливается в кислых и щелочных породах, а также в некоторых породах осадочного происхождения. В последних редкоземельные элементы распределены следующим образом: 60 % общего количества содержится в глинистых породах, 20 % — в песчаных и 20 % — в карбонатных. В основном минерале карбонатных пород — кальците также присутствуют редкоземельные элементы.

Данные о распределении в осадочных породах редких и ред-

Элементы — аномальные поглотители тепловых и резонансных нейтронов в горных породах

Элемент и его символ	Сечение поглощения нейтронов*			Содержание в осадочных породах, г/т			
	тепловых	резонансных		песчаных	глинистых	карбонатных	среднее
		σ_a , барн	$\sigma_{a,r} \cdot 10^{-3}$, барн ($E_p, \text{эВ}$)**				
Гадолиний Gd	49 000	1,3 (2,58)	—	0,7	5	—	4,5
Самарий Sm	5800	16 (0,096)	4	3,7	5	1,4	5,25
Европий Eu	4600	11 (0,46)	3	0,7	1	—	1,1
Кадмий Cd	2450	7,2 (0,178)	1	—	0,37	0,03	0,3
Диспрозий Dy	930	7,5 (5,5)	1	2,6	4	0,8	3,4
Бор В	760	—	—	4	150	12	110
Ртуть Hg	375	1 (34)	—	0,03	0,015	0,02	0,023
Индий In	194	29 (1,46)	1	0,3	3	—	0,05
Эрбий Er	162	2,6 (0,46)	1	—	2,5	—	2,5
Тулий Tm	103	16 (3,9)	1	—	0,2	—	0,4
Лютеций Lu	77	1,7 (5,2)	—	—	0,2	—	0,4
Гафний Hf	102	9,8 (7,6)	3	—	4—13	—	6,0
Золото Au	99	30 (4,9)	1	—	—	—	0,001
Рений Re	88	3,5 (2,1)	1	—	—	—	—
Литий Li	71	—	—	7—17	60	26	60
Гольмий Ho	67	5,1 (3,9)	2	—	1	—	0,95
Серебро Ag	64	12,5 (5,12)	1	—	0,9	—	0,1
Неодим Nd	51	—	—	—	18	—	25,0
Тербий Tb	25	—	—	—	0,9	—	0,9
Кобальт Co	37	7 (134)	—	—	23	—	—
Иттербий Yb	37	—	—	1,4	2,2	20	2,1
Хлор Cl	33	—	—	—	—	—	—

* По данным атласа BNL-325, 1973 г.

** В скобках указана энергия основного резонансного максимума.

*** ν_p — количество резонансных максимумов с $\sigma_a p > 2 \cdot 10^3$ барн.

коземельных элементов заимствованы из работ А. Б. Ронова, Ю. А. Балашова, А. А. Мигдисова, А. Ф. Коняева, А. А. Оборина, И. Э. Залкинда и др. Несмотря на незначительное содержание гадолиния и самария в осадочных породах (см. табл. 2), количества их, особенно гадолиния, существенно повышают макроскопическое сечение поглощения пород, что в свою очередь обуславливает значительное уменьшение времени жизни тепловых нейтронов в породе.

Накопление бора в осадочных породах связано с наличием борных минералов в материнских образованиях, с концентра-

цией бора в водной среде (соленые воды), откуда он сорбируется пелитовыми фракциями осадка и входит в решетку глинистых минералов (рис. 7), а также с накоплением в осадке органических веществ. Основные носители бора в глинах — сорбирующие его гидрослюда, монтмориллонитовые минералы и отчасти каолинит. Наилучший сорбент бора — калиевая гидрослюда. Борные минералы образуются главным образом путем кристаллизации из бороносных подземных вод. Источник бора подземных вод — хемогенные породы с рассеянными в них первичными боратами.

Эволюция состава глинистых минералов в породе в зависимости от глубины ее погружения заключается в исчезновении с глубиной монтмориллонита и каолинита за счет появления гидрослюда и хлорита. В процессе перехода каолинита в хлорит высвобождается кремнекислота, которая способствует окремнению вмещающих пород. В нефтеносных пластах из глинистых минералов преобладает каолинит, а гидрослюда играет подчиненную роль. В водоносных горизонтах наблюдается обратное соотношение в распределении этих минералов [по Р. Дж. Хоккинсу, 1978 г.].

В глинистых породах и доломитах содержание бора в 10—15 раз выше, чем в среднем по земной коре, и почти в 100 раз выше, чем в изверженных породах. Известняки бедны бором (в среднем около 0,001 % B_2O_3), доломиты — богаче (до 0,1 % B_2O_3). В осадочных породах бор содержится в турмалине (песчаные разности), в иллите (глинистые породы), а также в кальций-магниевых боратах (соленосные породы).

Бор нефти сконцентрирован в основном в смолах, в асфальтенах присутствует в незначительных количествах, а в маслах отмечены лишь следы его.

Наиболее высокие содержания лития наблюдаются в водах хлоридного, хлоридно-кальциевого, хлоридно-натриево-кальциевого (магниевого) и солевого состава.

Изотопы $^{10}_5B$ (содержание в природной смеси изотопов бора 18,8 %) и 7_3Li (содержание в природной смеси 7,5 %) представляют особую ценность как экраны от нейтронов, поскольку изотоп 7_3Li не испускает гамма-квантов при поглощении нейтрона, а $^{10}_5B$ в 93 % случаев захвата испускает гамма-кванты

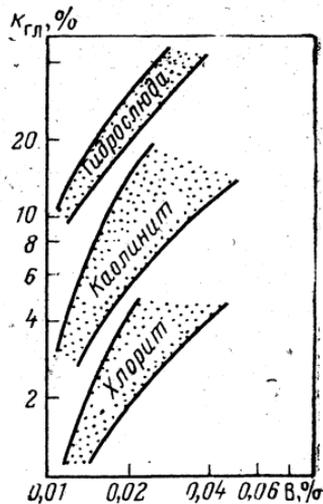


Рис. 7. Корреляция глинистости с содержанием бора в глинистых минералах-концентракторах бора (по А. Ф. Фредериксону)

с энергией 0,48 МэВ, которые легко поглощаются тонким слоем металла (корпусом глубинного прибора).

Кадмий является рассеянным элементом. Наиболее богаты им осадки и продукты выветривания в зоне выветривания сульфидных цинковых руд, а также глинистые коллоиды, способные адсорбировать подвижный кадмий.

Повышенные концентрации индия связаны с сульфидами гидротермального происхождения (халькопирит, пирит, сфалерит), т. е. с минералами группы железа (окислы железа — наилучшие концентраторы индия). Поскольку сульфаты индия растворимы, они отличаются наиболее низким содержанием этого элемента. Значительные концентрации индия отмечались в песчано-глинистых породах (единицы граммов на 1 т), малые — в карбонатных (сотые доли грамма на 1 т).

Химический состав пластовых вод. Химические элементы, входящие в состав пластовых вод, заполняющих поровое пространство осадочных пород, могут находиться в виде водных растворов солей, жидких и газообразных веществ, коллоидов и органических веществ. Главной составной частью пластовых вод являются растворенные соли, общее количество которых может изменяться от долей процента до 40 вес. %. Чаще всего в водах присутствуют соли соляной, угольной и азотной кислот.

Из солей соляной кислоты встречаются NaCl , KCl , CaCl_2 , MgCl_2 , иногда FeCl_3 ; обнаруживается даже свободная HCl . Наиболее часто в природных водах содержится NaCl . Присутствие хлоридов кальция и магния характерно для глубоких вод нефтяных и газовых месторождений.

Соли серной кислоты обычно встречаются в виде CaSO_4 , MgSO_4 , NaSO_4 . Иногда присутствуют K_2SO_4 , $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$. Сульфаты тяжелых элементов (железа, цинка, меди) редки.

Соли угольной кислоты в пластовых водах нефтяных месторождений распространены довольно широко в виде карбонатов и бикарбонатов.

В пластовых водах большей части нефтяных и газовых залежей преобладают соли соляной кислоты, главным образом NaCl , содержание которой иногда достигает почти полного насыщения.

1.5. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ГЕОЛОГИИ, ГЕОФИЗИКИ И ГЕОХИМИИ

Свойства нейтронных полей определяются не только ядерными свойствами вещества, но в большой степени зависят от характеристик источников нейтронов, порождающих эти поля. В связи с этим при анализе закономерностей распределения нейтронов в различных средах необходимо иметь конкретное представление о применяемых источниках нейтронов и их свойствах.

Основными характеристиками любого источника являются: его мощность (выход нейтронов в единицу времени на единицу активности радиоактивного препарата), энергетический спектр нейтронов, период полураспада исходного изотопа, спектр и интенсивность сопровождающего гамма-излучения.

С точки зрения физических закономерностей распределения нейтронов в веществе важнейшее значение имеет энергетический спектр нейтронов. При теоретических расчетах нейтронных полей безразлично, какую мощность имеет источник. Однако на практике эта характеристика источника также имеет важное значение, поскольку именно она определяет величину измеряемого эффекта и статистическую погрешность результатов измерений с данным источником.

Источники нейтронов условно можно разделить на неуправляемые и управляемые. К первым относятся стационарные изотопные источники. К управляемым источникам относятся генераторы нейтронов (работающие как в импульсном, так и в стационарном режиме), нейтронные размножители (подкритические сборки) и ядерные реакторы. Генераторы являются практически моноэнергетическими источниками нейтронов с энергиями 14,1 МэВ (реакция d, T) и 2,45 МэВ (реакция d, d). Малогабаритные генераторы широко используются в газонефтепромысловый и рудной геофизике и в лабораторных условиях (для активационного анализа). Размножители и ядерные реакторы применяются в лабораторных и стационарных полевых условиях для активационного анализа образцов горных пород.

Среди радиоизотопных источников наибольшее распространение получили источники на реакции (α, n) . Эти источники представляют собой смесь альфа-излучателя (Ra, Po, Pu) и легкого элемента (B, Be, Li и т. д.).

Для спектров всех (α, n) -источников характерно присутствие группы нейтронов с малой энергией, относительный вклад которой в общий выход у различных источников различен. Появление этой группы объясняется реакцией прямого образования нескольких частиц (${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha + n \rightarrow 3\alpha + n$), которая дает заметный вклад при энергии α -частиц выше 4,5 МэВ (сечение этого процесса растет с энергией E_α). Чем выше энергия α -частиц активного элемента источника, тем больше вклад группы нейтронов с малой энергией. В случае источников с бериллиевой мишенью дополнительным фактором, обуславливающим появление «мягких» нейтронов, служит реакция $(n, 2n)$ на бериллии с порогом 1,86 МэВ.

Для Ra — Be-источника дополнительным фактором, увеличивающим выход нейтронов малой энергии, является реакция (γ, n) на бериллии. Для Ac — Be-источника выход группы медленных нейтронов несколько меньше (около 20 % общего выхода), из-за чего его средняя энергия повышается до 4,13 МэВ.

Наряду с альфа-нейтронными источниками типа Pu — Be,

$P_0 - V_0$ и $P_0 - V$ широкое распространение в последние годы получил источник ^{252}Cf , который испускает нейтроны в результате спонтанного деления ядер. Источник Cf характеризуется выходом нейтронов, превышающим выход обычных (α, n) - и (γ, n) -источников*.

Энергетический спектр нейтронов ^{252}Cf близок к спектру деления ^{235}U и хорошо описывается выражением

$$\frac{dQ}{dE_0} \sim \sqrt{E_0} \cdot e^{-E_0/T}$$

с экспериментально определенным значением параметра T («ядерная температура»); $T = 1,401$ МэВ; период полураспада довольно большой (см. табл. 4); E_0 — энергия первичных нейтронов.

Рассмотрим количественные характеристики спектров полиэнергетических источников нейтронов. При анализе результатов измерений и теоретических расчетах нейтронных полей, образованных полиэнергетическими источниками, возникает необходимость усреднения различных функций по спектру источника, т. е. в вычислении величин типа

$$\Phi^*(\mathbf{x}) = \int_0^{\infty} \frac{dQ(E_0)}{dE_0} \Phi(\mathbf{x}; E_0) dE_0,$$

где dQ/dE_0 — спектр источника; $\mathbf{x}(\mathbf{r}, E, \omega \dots)$ (\mathbf{x} — вектор, характеризующий состояние нейтрона, \mathbf{r} — расстояние от источника; E — энергия; ω — единичный вектор направления движения нейтронов). Спектр источника может быть вычислен теоретически или измерен экспериментально.

Введем функцию $g(E_0)$, определяемую следующим образом:

$$g(E_0) = \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dE_0}, \quad (1)$$

где Q — полная мощность источника

$$Q = \int_0^{\infty} \left(\frac{dQ}{dE_0} \right) dE_0.$$

Тогда

$$\Phi^*(\mathbf{x}) = Q \int_0^{\infty} g(E_0) \Phi(\mathbf{x}; E_0) dE_0. \quad (2)$$

Функция $g(E_0)$ представляет собой нормированную весовую функцию спектра полиэнергетического источника. Удобство введения этой функции заключается в том, что она позволяет

* 1 мкг ^{252}Cf эмиссирует примерно 10^6 нейтр/с.

вычислять распределение нейтронов источника любой мощности, которая может изменяться для источников с одним и тем же спектром в широких пределах. Например, мощность источника Ra—Be в большой степени зависит от способа его изготовления (дисперсности смеси, чистоты вещества и других факторов). Колебания мощности источника в зависимости от технологии его изготовления даже при одних и тех же количествах радия и бериллия могут достигать десятков процентов.

Весовая функция $g(E_0)$ является основной характеристикой энергетического спектра источника. С помощью этой функции вычисляются такие важные количественные характеристики спектров, как средняя энергия

$$\langle E_0 \rangle = \int_0^{\infty} g(E_0) E_0 dE_0 \quad (3)$$

и дисперсия спектра

$$D[E_0] = \int_0^{\infty} g(E_0) (E_0 - \langle E_0 \rangle)^2 dE_0. \quad (4)$$

Вероятность $P\{E'_0 > E_0\}$ того, что в спектре данного поли-энергетического источника нейтроны имеют энергию E'_0 выше некоторой E_0 , определяется по формуле

$$P\{E'_0 > E_0\} = \int_{E_0}^{\infty} g(E'_0) dE'_0 \equiv F(E_0) \quad (5)$$

(относительная доля участков спектра с энергией выше данной).

Вероятность того, что нейтроны имеют энергию E'_0 в интервале (E''_0, E_0)

$$P\{E''_0 > E'_0 > E_0\} = F(E_0) - F(E''_0).$$

Для сокращения объема вычислений и их упрощения сплошной спектр источника заменяется полосчатым путем деления оси энергий E_0 на n равновеликих интервалов. Ширина полос выбирается с таким расчетом, чтобы она не превышала 0,5 МэВ, так как при этом условии изменение полного сечения взаимодействия нейтронов в пределах спектральной полосы незначительно практически для всех веществ (в некоторых случаях допустимо дальнейшее закругление спектра).

Тогда

$$\Phi^*(x) = Q \sum_{k=1}^n \Phi(x; E_{0k}) \int_{E_{0k-1-\varepsilon}}^{E_{0k+\varepsilon}} g(E_0) dE_0 = Q \sum_{k=1}^n g_k \Phi(x; E_{0k}), \quad (6)$$

$$\text{где } g_k = \int_{E_{0k-1-\varepsilon}}^{E_{0k+\varepsilon}} g(E_0) dE_0, \quad \varepsilon = 0,25 \text{ МэВ};$$

ε — полуширина энергетического интервала.

Спектральные весовые функции полиэнергетических

$E_{0k}, \text{ МэВ}$	Po—Be		²⁵² Cf		Po—В	
	$g(E_0) \cdot 10^2, \text{ МэВ}^{-1}$	$F(E_0) \cdot 10^2$	$g(E_0) \cdot 10^2, \text{ МэВ}^{-1}$	$F(E_0) \cdot 10^2$	$g(E_0) \cdot 10^2, \text{ МэВ}^{-1}$	$F(E_0) \cdot 10^2$
0,00	0,00	100,00	0,00	100,00	0,00	100,00
0,25	3,49	95,61	12,95	87,05	0,00	100,00
0,75	4,35	92,16	17,04	70,01	0,59	99,41
1,25	4,48	87,68	15,52	54,49	4,37	95,05
1,75	5,06	82,62	12,90	41,59	9,91	85,14
2,25	6,56	76,06	10,27	31,32	16,10	69,04
2,75	7,98	68,08	7,96	23,36	20,70	48,34
3,25	8,82	59,26	6,07	17,29	17,90	30,44
3,75	6,98	52,28	4,57	12,72	11,98	18,46
4,25	7,06	45,22	3,41	9,31	8,28	10,23
4,75	7,87	37,35	2,53	6,78	5,93	4,30
5,25	6,93	30,42	1,86	4,92	3,51	0,69
5,75	5,73	24,69	1,37	3,55	0,69	0,00
6,25	4,97	19,72	1,00	2,55	0,00	0,00
6,75	4,13	15,59	0,73	1,82	—	—
7,25	3,52	12,07	0,53	1,29	—	—
7,75	4,52	7,55	0,38	0,91	—	—
8,25	2,64	4,91	0,28	0,63	—	—
8,75	1,64	3,27	0,20	0,43	—	—
9,25	0,73	2,54	0,14	0,29	—	—
9,75	1,10	1,44	0,10	0,19	—	—
10,25	0,97	0,47	0,07	0,12	—	—
10,75	0,47	0,00	0,05	0,07	—	—
11,25	0,00	0,00	0,04	0,03	—	—
11,75	—	—	0,03	0,00	—	—
12,25	—	—	0,00	0,00	—	—

Спектральные весовые функции $g(E_0)$ основных альфа-нейтронных источников (Po—Be, Ac—Be, Pu—Be, Ra—Be, Po—В) и спектра деления ²³⁵U, вычисленные по наиболее надежным экспериментальным и теоретическим данным, приведены в табл. 3. В первой графе таблицы указаны медианные энергии спектральных полос, ширина которых равна 0,5 МэВ. Значения функции $F(E_0)$ также приведены в табл. 3, а средние энергии этих спектров и их дисперсии — в табл. 4.

В ядерной геофизике спектральная весовая функция источника нейтронов имеет значение самостоятельного метрологического параметра. Например, выходы пороговых реакций (n, p), (n, α), ($n, 2n$), происходящих при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами породообразующих элементов, существенно зависят от энергетического спектра источников нейтронов. Это обстоятельство используется, в частности, в нейтронном активационном анализе при последовательном облучении породы

источников нейтронов

Pu—Be		Ra—Be		Ac—Be		²³⁵ U	
$g(E_0) \cdot 10^2$, МэВ ⁻¹	$F(E_0) \cdot 10^2$	$g(E_0) \cdot 10^2$, МэВ ⁻¹	$F(E_0) \cdot 10^2$	$g(E_0) \cdot 10^2$, МэВ ⁻¹	$F(E_0) \cdot 10^2$	$g(E_0) \cdot 10^2$, МэВ ⁻¹	$F(E_0) \cdot 10^2$
0,00	100,00	0,00	100,00	0,000	100,00	0,00	100,00
11,10	88,90	9,61	90,39	10,97	89,03	11,63	88,37
6,94	81,96	15,17	75,22	9,08	79,95	17,87	70,50
4,45	77,51	8,86	66,36	3,22	76,73	16,35	54,14
4,01	73,50	4,96	61,40	3,87	72,86	13,63	40,51
5,42	68,08	3,78	57,62	0,43	68,56	10,73	29,78
5,64	62,44	4,15	53,47	5,44	63,12	8,29	21,49
6,70	55,74	5,55	47,92	6,06	57,06	6,13	15,36
7,23	48,51	7,31	40,61	6,00	61,05	4,43	10,93
7,23	41,28	7,47	33,14	6,43	44,63	3,21	7,72
6,57	34,71	5,82	27,32	7,12	37,51	2,34	5,37
5,52	29,19	4,38	22,94	7,69	29,82	1,65	3,72
4,40	24,79	3,09	19,85	6,80	23,02	1,21	2,50
4,01	20,78	2,50	17,35	5,27	17,75	0,80	1,70
4,28	16,50	2,45	14,90	3,59	14,16	0,55	0,16
4,28	12,24	2,39	12,51	2,69	11,47	0,39	0,77
3,76	8,46	2,29	10,22	2,31	9,16	0,23	0,54
2,84	5,62	2,13	8,09	2,11	7,05	0,17	0,36
1,86	3,76	1,91	6,18	1,31	5,74	0,109	0,251
1,52	2,24	1,70	4,48	0,85	4,89	0,086	0,165
1,51	0,73	1,49	2,99	1,71	3,18	0,051	0,114
0,73	0,00	1,21	1,78	1,42	1,76	0,046	0,068
0,00	0,00	0,94	0,84	0,85	0,91	0,035	0,032
—	—	0,62	0,22	0,74	0,17	0,023	0,009
—	—	0,22	0,00	0,17	0,00	0,009	0,000
—	—	0,00	0,00	0,00	0,0	0,000	0,000

Таблица 4

Характеристики полиэнергетических нейтронных источников

Источник	$T_{1/2}$, лет	$\langle E_0 \rangle$, МэВ ¹	$D [E_0]$, МэВ
Po—Be	138 дней	4,35	5,70
Po—B	138 дней	3,07	1,00
Ra—Be	1620	3,63	8,17
Pu—Be	$24,4 \cdot 10^3$	4,07	6,92
Ac—Be	21,7	~4,1	~6,5
²⁵² Cf	2,65	2,21	2,74
²³⁵ U	—	2,03	2,50

¹ Вычислено по спектральным функциям, приведенным в табл. 3.

источниками с различными спектрами для количественного определения алюминия и кремния («метод двух источников»).

Соотношение K_{12} активационных эффектов A_1 и A_2 от двух источников с различными спектрами $g_1(E_0)$ и $g_2(E_0)$ и мощностями Q_1 и Q_2 при одинаковом режиме облучения определяется по формуле

$$K_{12} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{Q_1 \int_0^{\infty} \sigma(n, p) g_1(E_0) dE_0}{Q_2 \int_0^{\infty} \sigma(n, p) g_2(E_0) dE_0} \approx \frac{Q_1}{Q_2} \frac{F_1(E_n)}{F_2(E_n)}.$$

Значения $F(E_0)$ (см. табл. 3) показывают долю нейтронов в спектре источника, способных принять участие в пороговой реакции с порогом E_0 (для первичных нейтронов).

Аналогично определяется соотношение K_{xy} активационных эффектов, производимых одним и тем же источником при активации двух различных изотопов « x » и « y »¹:

$$K_{xy} = \frac{A_x}{A_y} = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma_x(n, p) g(E_0) dE_0}{\int_0^{\infty} \Sigma_y(n, p) g(E_0) dE_0} \approx \frac{\bar{\Sigma}_x \int F(E_{0x})}{\bar{\Sigma}_y \int F(E_{0y})}.$$

По величинам K_{12} и K_{xy} можно количественно оценивать соотношение активационных эффектов в скважинных условиях. Помехоустойчивость этих величин относительно изменения скважинных условий обусловлена «прозрачностью» скважины для быстрых нейтронов (мало сечение рассеяния на водороде) и малой толщиной цилиндрического слоя горной породы, окружающей скважину, в котором происходят пороговые реакции.

При некоторых условиях распределение замедленных нейтронов в веществе оказывается особенно чувствительным к форме спектра полиэнергетического источника. Это позволяет не только контролировать правильность результатов расчета или измерения спектра источника, но и определять некоторые количественные характеристики неизвестных спектров быстрых нейтронов.

¹ При отсутствии интерферирующих реакций.

2. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

С точки зрения прохождения быстрых нейтронов (с энергиями, достигающими 14 МэВ для импульсных источников и 11 МэВ для стационарных) в горных породах последние являются естественными замедлителями сложного многокомпонентного состава с широким диапазоном изменения водородосодержания.

В любом стационарном нейтронном методе ядерной геофизики процесс замедления неизбежно играет роль фактора, определяющего основные закономерности пространственного распределения полей нейтронов в горных породах. Значительно более скромную роль процесс замедления играет в формировании нестационарных полей, поскольку длительность процесса диффузии тепловых нейтронов во много раз превышает длительность процесса замедления. Тем не менее некоторые свойства кинетики замедления нейтронов используются и при элементарном анализе вещества с импульсными источниками.

Изучение процесса замедления быстрых нейтронов основано, с одной стороны, на знании сечений взаимодействия нейтронов с веществом, а с другой, — на решениях уравнения переноса нейтронов. Решение этого уравнения даже в простейшем случае однородной безграничной среды представляет собой трудную математическую проблему, главным образом, из-за сложных энергетических зависимостей сечений взаимодействия и большого разнообразия видов взаимодействий.

Значительные трудности возникают тогда, когда объектом исследования являются горные породы. Ядра породобразующих элементов характеризуются особенно сложными энергетическими зависимостями сечений. В широком энергетическом интервале (от десятков килоэлектронвольт до единиц мегаэлектронвольт) их уровни возбуждения отстоят довольно далеко друг от друга. При наложении потенциального рассеяния с плавно изменяющимся (по энергии) сечением и резонансного рассеяния с отдельными максимумами (пиками) сечения происходит интерференция сечений, обуславливающая появление резкого минимума перед резонансом. Присутствие тяжелых ядер приводит к значительному увеличению роли неупругого рассеяния, а также резонансного поглощения нейтронов.

Решение уравнения переноса может дать исчерпывающую

информацию о фазовом распределении замедленных нейтронов. Однако на практике эта информация часто оказывается избыточной. Например, угловое распределение нейтронов представляет интерес лишь для весьма специальных задач (при коллимации, излучения), поскольку используемые обычно детекторы (газоразрядные счетчики, сцинтиллирующие кристаллы и жидкости, ионизационные камеры) регистрируют нулевой угловой момент функции распределения:

$$\Phi_0(r, E, t) = \int_{\Omega} \Phi(r, \omega, E, t) d\omega,$$

где Ω — поверхность сферы единичного радиуса.

При решении прикладных задач далеко не всегда требуется высокая точность теоретической оценки того или иного эффекта, поэтому имеется потребность в таком «рабочем» теоретическом аппарате, который позволял бы, не прибегая к ЭВМ или к кропотливым расчетам громоздких «точных» аналитических решений, получать количественную оценку или даже качественное представление о зависимости показаний детектора от изменения определенных свойств (нейтронных характеристик) среды. Построению этого рабочего аппарата всегда придавалось большое значение. Его основу составляют, с одной стороны, по возможности простые аналитические выражения, обобщающие результаты экспериментальных исследований, а с другой — наиболее общие и компактные результаты строгой теории переноса. При применении этого аппарата к нейтронным задачам ядерной геофизики центр тяжести переносится на расчет и анализ нейтронных характеристик горных пород.

Для реальных условий измерений может быть выполнен детальный численный расчет типа математического эксперимента (например, методом Монте-Карло или по многогрупповой программе), поэтому основная ценность теоретического аппарата состоит в построении наглядных математических моделей, позволяющих по закономерностям распределения нейтронов в однородной (или аксиально-двухслойной) среде прогнозировать их распределение в скважинной геометрии, понимать результаты измерений и правильно их интерпретировать.

2.1. УПРУГОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Мерой взаимодействия нейтронов с веществом является полное макроскопическое нейтронное сечение Σ_t , которое зависит от энергии нейтронов. Длина свободного пробега нейтронов λ , определяемая как величина, обратная полному сечению:

$$\lambda = \Sigma_t^{-1} = \left(\sum_{\mu} n_{\mu} \sigma_{\mu} \right)^{-1}$$

также является некоторой функцией энергии. Здесь n_μ — число ядер μ -го элемента в 1 см^3 , а суммирование распространено на все элементы, входящие в состав вещества.

Полной характеристикой однократного рассеяния нейтрона (упругого или неупругого) с заданной энергией E на заданном ядре является индикатриса рассеяния $W_\mu(E', \omega | E, \omega)$ — плотность вероятности того, что в результате рассеяния на ядре энергия нейтрона изменится от E' до E , причем нейтрон отклонится от первоначального направления ω на угол $\gamma_\mu(E'/E) = \arccos(\omega' \omega)$.

Отношение скоростей (энергий) нейтрона до и после рассеяния не зависит от скорости (энергии) его перед столкновением и определяется массовым числом ядра-мишени и углом рассеяния. Это позволяет вместо энергии E ввести новую переменную u , в которой величина потери энергии в результате рассеяния на ядре не зависит от энергии нейтрона до рассеяния.

Летаргия (или логарифмическая энергия) нейтрона

$$u = \ln \frac{E_0}{E},$$

где E_0 , E — естественно фиксированная начальная и текущая кинетическая энергия нейтрона. Летаргия нейтрона аналогична энтропии: в процессе замедления с уменьшением энергии нейтрона его летаргия необратимо возрастает¹. Введение этой переменной очень удобно с точки зрения расчета и физического анализа распределения нейтронов; оно позволяет сжать чрезвычайно широкую область энергий, в которой происходит процесс замедления ($1 \text{ эВ} \leq E \leq 10^7 \text{ эВ}$), в значительно более обзорный интервал изменения переменной u ($0 \leq u \leq 16$).

Зависимость длины свободного пробега нейтронов от летаргии в различных средах в общем одинакова; с увеличением летаргии длина свободного пробега уменьшается и, достигая определенного для каждого вещества значения, перестает зависеть от летаргии. В качестве иллюстрации на рис. 8 приведены зависимости длины свободного пробега нейтронов от летаргии в песчанике и известняке при различном водородосодержании.

Другим характерным для многих веществ свойством зависимости $\lambda(u)$ является ее весьма сложная «пилообразная» структура, обусловленная эффектом резонансного рассеяния². По этой причине зависимость $\lambda(u)$ (как, впрочем, и других характеристик элементарного взаимодействия нейтронов с веществом) не удастся выразить в аналитической форме. Единственное исключение из этого общего правила составляет класс сред с высоким водородосодержанием, для которых

¹ Термин «летаргия» — производный от «логарифм + энтропия».

² Точнее, эффектом интерференции резонансного и потенциального рассеяния.

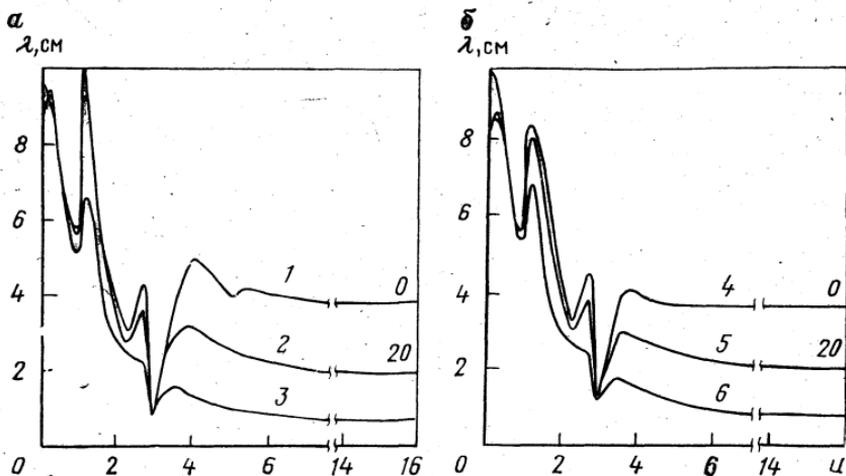


Рис. 8. Длина свободного пробега нейтронов как функция лётаргии. *a* — для песчаника (1, 2) и воды (3); *b* — для известняка (4, 5) и воды (6). Начальная энергия нейтронов $E_0 = 11$ МэВ. Шифр кривых — объемная влажность m в %

эффект резонансного рассеяния на кислороде играет подчиненную роль.

В этом случае зависимость длины свободного пробега от лётаргии хорошо аппроксимируется следующими аналитическими выражениями:

$$\lambda(u) = (\lambda_0 - \lambda_{as}) e^{-\alpha u} + \lambda_{as}; \quad \alpha > 0;$$

$$\lambda(u) = (\lambda_0 - \lambda_{as}) \frac{e^{-\beta u}}{1 + u} + \lambda_{as}; \quad \beta > 0,$$

где λ_0 — начальная длина свободного пробега, соответствующая энергии рождения нейтрона E_0 ($u=0$); λ_{as} — асимптотическая длина свободного пробега (при больших лётаргиях); α и β — постоянные коэффициенты, определяемые изотопным составом вещества, которые могут быть вычислены (подобраны) для каждой конкретной среды.

Существенная зависимость длины свободного пробега нейтронов от лётаргии наблюдается не только в средах с высоким водородосодержанием, но и в «тяжелых» замедлителях без водорода вплоть до энергии порядка 1 МэВ. Среда с низким водородосодержанием можно назвать резонансными замедлителями, поскольку в них особенно сильно проявляется резонансная структура сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. С этой точки зрения обычные горные породы являются типичным примером резонансных замедлителей.

Индикатриса упругого рассеяния имеет следующий вид:

$$W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega) = W_{0\mu}(u' | u) \delta[\omega' \omega - \cos \gamma_{\mu}(u' | u)], \quad (7)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака; $\omega' \omega = \mu_0$ — косинус угла рассеяния

$$\cos \gamma_{\mu}(u' | u) = \frac{A+1}{2} e^{-\frac{u-u'}{2}} - \frac{A-1}{2} e^{\frac{u-u'}{2}},$$

A — массовое число ядра-мишени;

$$W_{0\mu}(u' | u) = \frac{\alpha_{\mu}}{2\pi} e^{-(u-u')}, \quad 0 < u - u' \leq q_{\mu},$$

q_{μ} — максимальное увеличение летаргии в одном соударении

$$q_{\mu} = 2 \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right); \quad \alpha_{\mu} = \frac{(A+1)^2}{4A}.$$

Нетрудно проверить, что индикатриса упругого рассеяния удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{u-q_{\mu}}^u du' \int_{\Omega} W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega) d\omega' = 1.$$

Если среда состоит из произвольной смеси элементов, то индикатриса рассеяния нейтронов многокомпонентной среды представляет собой сумму индикатрис рассеяния для каждого из элементов смеси, взятых с весом, равным парциальной вероятности рассеяния $h_{\mu}(u)$ на каждом из элементов:

$$W(u', \omega' | u, \omega) = \sum_{\mu} h_{\mu}(u') W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega).$$

Поскольку $\sum_{\mu} h_{\mu}(u') = 1$, суммарная индикатриса рассеяния также удовлетворяет условию нормировки. При наличии неупругого рассеяния

$$W(u', \omega' | u, \omega) = h(u') \sum_{\mu} h_{\mu}(u') W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega) + h(u') \times \\ \times \sum_{\mu} \tilde{h}_{\mu}(u') \tilde{W}_{\mu}(u', \omega' | u, \omega). \quad (8)$$

Здесь и далее знаком \sim отмечены величины, характеризующие упругое рассеяние.

Рассмотренная индикатриса упругого рассеяния обладает азимутальной симметрией. Однако при упругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах с ненулевыми орбитальными моментами происходит частичная поляризация нейтронов. Это значит, что при рассеянии на некоторый угол большая часть нейтронов оказывается в одном и том же спиновом состоянии. При следующем рассеянии уже поляризованных нейтронов сечения приобретают зависимость от азимутального угла даже при рассеянии на неполяризованных ядрах. В результате, как отметили В. В. Орлов и В. Н. Казаченков, нейтроны рассеиваются не хаотически, а имеют тенденцию к «закручиванию». Таким образом, поляризационные эффекты могут привести к уменьшению длины замедления нейтронов, уменьшению утечки нейтронов из ограниченных объемов вещества и влияют на альбедные свойства сред.

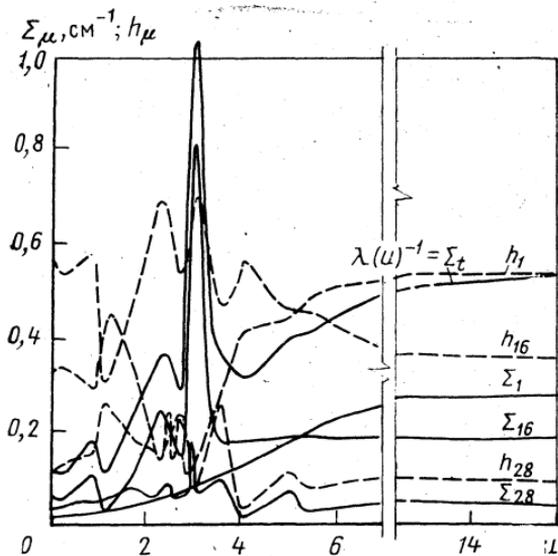


Рис. 9. Макроскопические сечения и парциальные вероятности рассеяния нейтронов в горной породе.

Кварцевый песчаник, минералогическая плотность $\delta = 2,65 \text{ г/см}^3$, пористость $m = 20 \%$, цифровые индексы соответствуют массовым числам основных изотопов породообразующих элементов

При расчете нейтронных характеристик горных пород, так же как и при расчете распределения нейтронов, важное значение имеют количественные характеристики однократного взаимодействия. Все они вычисляются по индикатрисе рассеяния и сечениям взаимодействия (рис. 9).

Из-за направленности движения нейтрона в лабораторной системе координат всегда существует анизотропия углового распределения рассеянных нейтронов даже при изотропном рассеянии в системе центра инерции. Степень анизотропии углового распределения нейтронов, рассеянных ядром заданной массы, характеризуется величиной среднего косинуса угла рассеяния

$$\overline{\cos \gamma_{\mu}} = \int_0^{q_{\mu}} d(u - u') \int_{\Omega} \omega' W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega) d\omega' = \frac{2}{3A}.$$

Из этого выражения следует, что для тяжелых ядер ($A \gg 1$) $\cos \gamma_{\mu} \ll 1$, т. е. рассеяние на тяжелых ядрах изотропно (различие между системой центра инерции и лабораторной системой исчезает). Угловая анизотропия, таким образом, усиливается с уменьшением массового числа и максимальна в случае водорода и сред с высоким водородосодержанием.

Математическое ожидание величины $u - u'$

$$M. O(u - u')_{\mu} = \left\langle \ln \frac{E'}{E} \right\rangle_{\mu}$$

при рассеянии на ядре типа μ называется средней логарифмической потерей энергии (средним изменением летаргии) ξ_μ :

$$\left\langle \ln \frac{E'}{E} \right\rangle_\mu \equiv \xi_\mu = - \int_0^{q_\mu} (u - u') d(u - u') \int_\Omega W_\mu(u', \omega' | u, \omega) d\omega' = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right). \quad (9)$$

Для тяжелых ядер ($A \gg 1$) это выражение упрощается:

$$\xi_\mu = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \approx \frac{2}{A}. \quad (9')$$

Конечно, формула (9) справедлива, если упругое рассеяние является единственным механизмом потери энергии при столкновении нейтронов с атомными ядрами (расчет нейтронных характеристик при неупругом рассеянии дан ниже).

Горная порода представляет собой среду сложного химического (изотопного) состава. Зная величину парциальной вероятности рассеяния для каждого элемента (изотопа), входящего в состав замедлителя, можно вычислить среднее изменение летаргии

$$\xi(u) \equiv \sum_\mu h_\mu(u) \xi_\mu$$

и средний косинус угла рассеяния нейтронов $\overline{\cos \gamma}(u)$ в этой среде.

Вещество является тем лучшим упругим замедлителем, чем меньшим массовым числом обладают входящие в его состав ядра; наилучший замедлитель — водород (масса ядра водорода-протона равна массе нейтрона).

Средний косинус угла рассеяния нейтронов в произвольной смеси ядер вычисляется аналогично $\xi(u)$:

$$\overline{\cos \gamma}(u) = \sum_\mu h_\mu(u) \overline{\cos \gamma}_\mu. \quad (10)$$

Длина волны де Бройля для нейтронов с энергией, превышающей несколько мегаэлектронвольт, невелика по сравнению с размерами ядер основных порообразующих элементов — углерода, кислорода, кремния и т. д. Следовательно, упругое рассеяние нейтронов на таких ядрах не может быть описано в предположении сферически-симметричного рассеяния в лабораторной системе, использованного при выводе индикатрисы рассеяния. Вместо этого рассеяние описывается законами дифракции Фраунгофера при прохождении плоских волн через сферы, размеры которых соизмеримы с длиной падающей

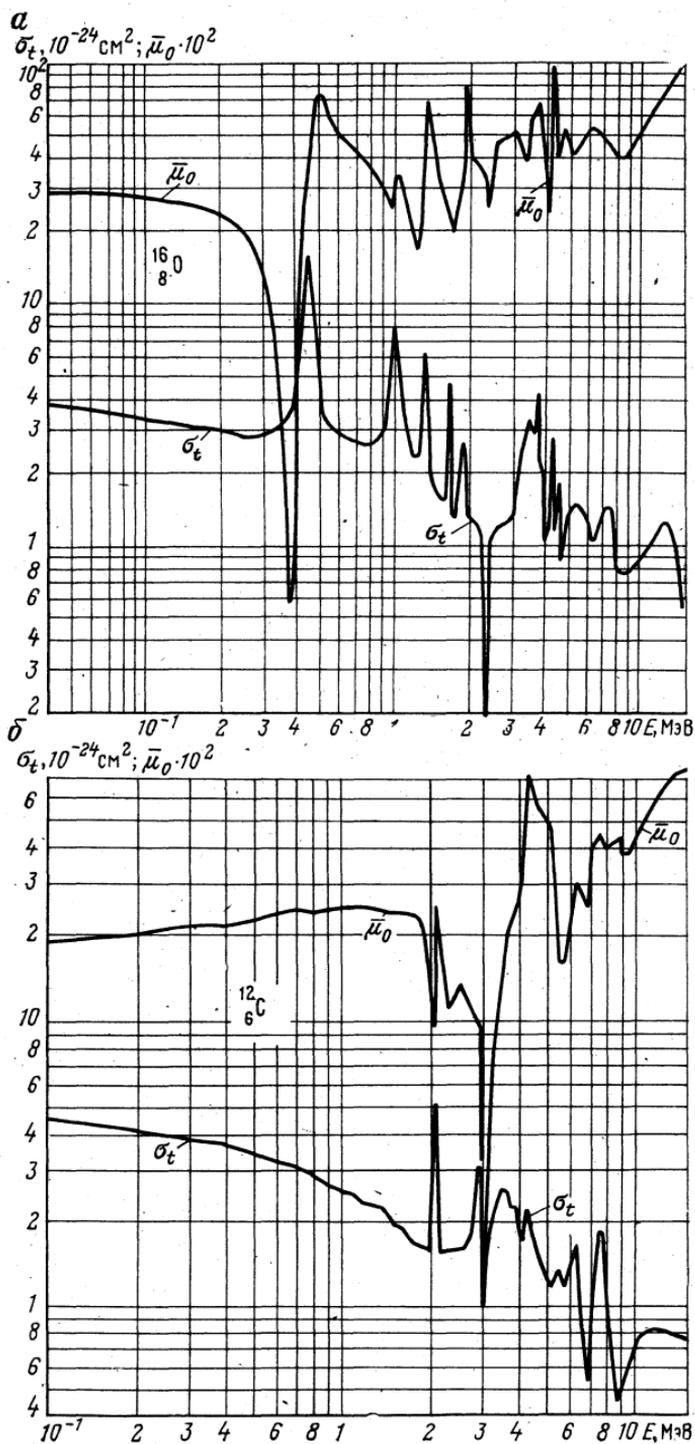
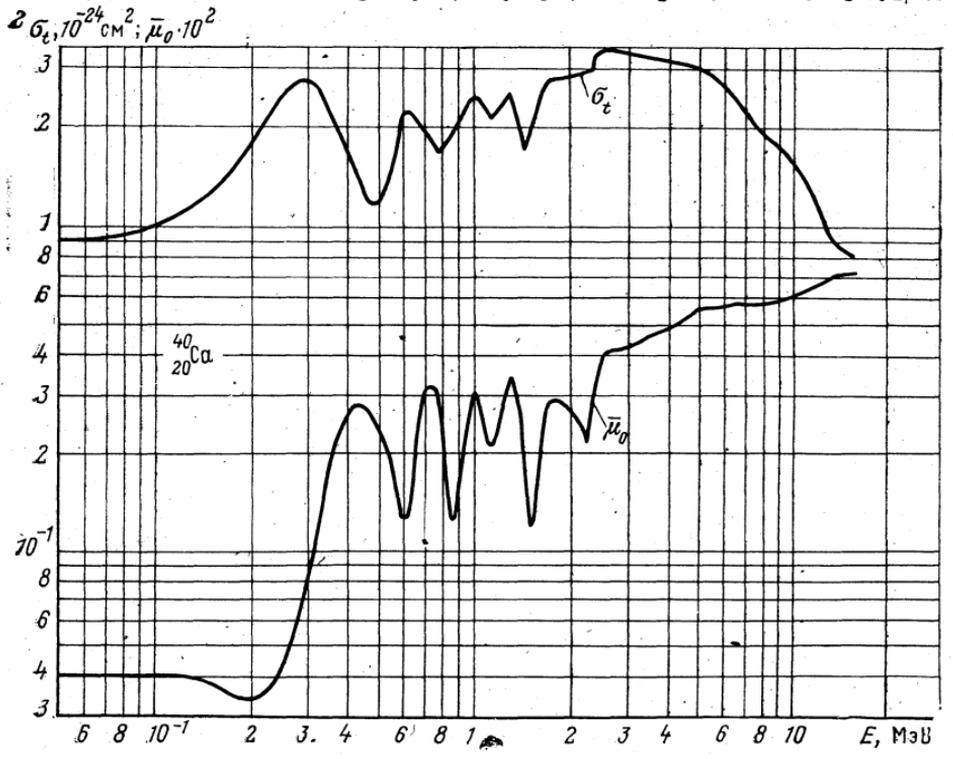
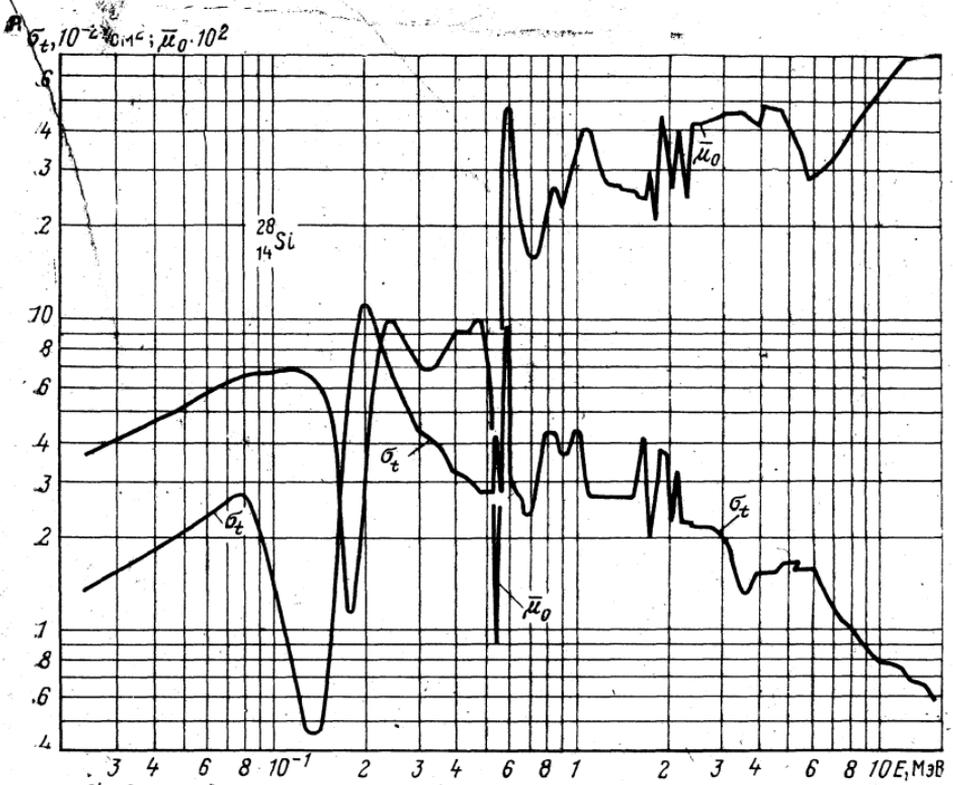


Рис. 10. Полное сечение взаимодействия и средний косинус угла рассеяния нейтронов для кислорода (а), углерода (б), кремния (в) и кальция (г)



волны. Картина фраунгоферовской дифракции отличается преимущественным рассеянием нейтронов вперед. В результате того что после рассеяния нейтроны летят вперед, энергия, передаваемая ими рассеивающим ядрам, оказывается очень малой.

При учете дифракционной анизотропии рассеяния нейтронов величины ξ_μ и $\cos \gamma_\mu$ перестают быть константами (зависящими только от массового числа A) и приобретают зависимость от энергии нейтронов; расчетные формулы существенно усложняются, но могут быть представлены в следующем простом виде [105]:

$$\xi_\mu(E) = \sum_l C_{l\mu} B_{l\mu}(E);$$

$$\overline{\cos \gamma_\mu}(E) = \sum_l C'_{l\mu} B_{l\mu}(E).$$

Выступающие здесь коэффициенты $\{B_{l\mu}(E)\}$ определяются разложением дважды дифференциального сечения рассеяния по полиномам Лежандра $P_l(\mu_0)$ относительно косинуса угла рассеяния:

$$\sigma_t(E) W(E, \mu_0) = \sum_l B_l(E) P_l(\mu_0).$$

На рис. 10, 11 приведены энергетические зависимости полного сечения взаимодействия, среднего косинуса угла рассеяния и среднего изменения летаргии для наиболее распространенных породообразующих элементов. Расчеты основаны на оцененных данных о $\{B_l(E)\}$ с высоким разрешением, предоставленных нам в табличной форме Л. П. Абагян и Н. О. Базазяц (Информационный центр по ядерным данным ФЭИ АН СССР).

Величины $\xi(u)$, $\cos \gamma(u)$ и длина свободного пробега нейтронов $\lambda(u)$ — важные количественные характеристики однократного рассеяния нейтронов в веществе, позволяющие определить пространственные, энергетические и временные масштабы процесса замедления.

Потеря энергии нейтроном при прохождении единицы пути в веществе характеризуется величиной отношения среднего изменения летаргии к длине свободного пробега относительно рассеяния λ_s (при отсутствии поглощения нейтронов λ_s совпадает с полным пробегом λ):

$$\kappa_s(u) = \frac{\xi(u)}{\lambda_s(u)} = \xi(u) \Sigma_s(u). \quad (11)$$

Величина $\kappa_s(u)$ называется макроскопической замедляющей способностью среды (или просто замедляющей способностью).

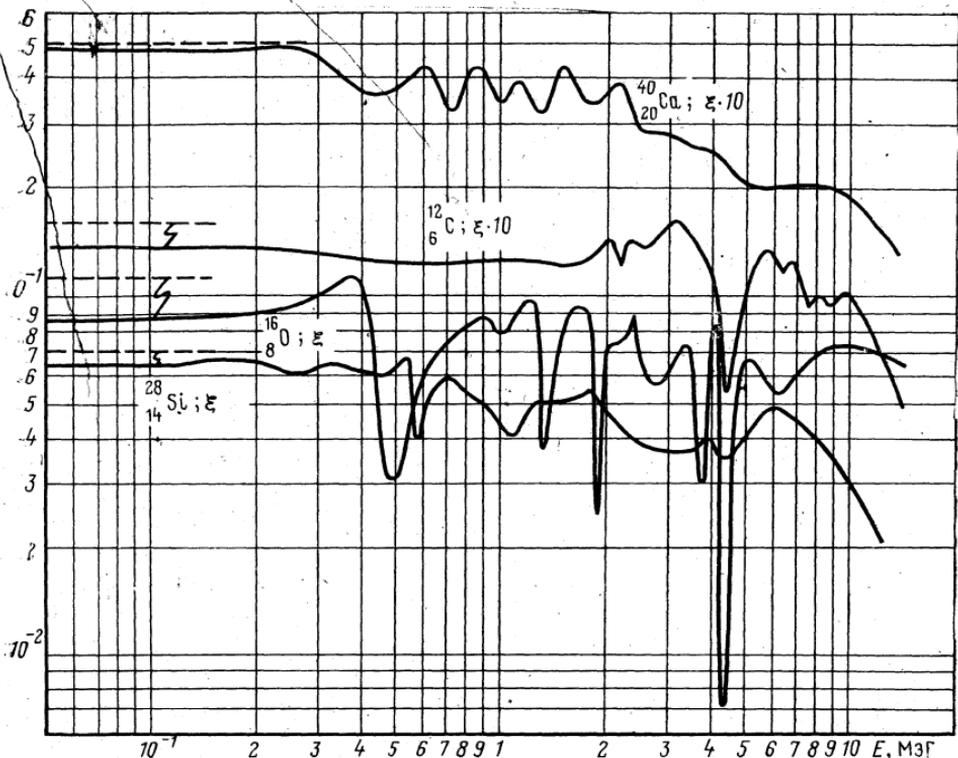


Рис. 11. Среднее изменение лётаргии при упругом рассеянии как функция энергии нейтронов для основных породообразующих изотопов

Взятый в отдельности ни один из рассмотренных до сих пор параметров (длина свободного пробега, среднее изменение лётаргии, средний косинус угла рассеяния) еще не характеризует поле замедленных нейтронов в веществе. Однако замедляющая способность среды является уже простейшей «комплексной» характеристикой замедлителя и, как увидим ниже, дает важную информацию, например о спектре замедленных нейтронов и кинетике процесса замедления.

2.2. НЕУПРУГОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Все породообразующие элементы (исключая водород) являются неупругими рассеивателями нейтронов. Неупругое рассеяние — пороговый процесс, идущий при энергиях нейтронов E^* , превышающих энергию первого возбужденного уровня ядер замедлителя:

$$E^* = \frac{A+1}{A} E_1^*$$

Для ядер основных породообразующих элементов осадочных пород, представляющих наибольший интерес с точки зре-

ния упругого замедления, эта пороговая энергия указана в табл. 1.

Обобщение обширного экспериментального материала выявляет следующие закономерности [М. В. Пасечник, 1969 г.]. При энергиях нейтронов 2—4 МэВ значения сечений неупругого рассеяния для всех ядер, кроме ядер с магическими числами нуклонов, плавно возрастают с увеличением массового числа приблизительно по закону $A^{2/3}$. В той же области энергий ядрам с магическими числами нейтронов 50, 82 и 125 соответствуют значительно меньшие сечения неупругого рассеяния, чем другим ядрам.

В области энергий порядка 1 МэВ сечения неупругого рассеяния сильно меняются от одной группы ядер к другой. Простой зависимости σ_s^{in} от массового числа при этих энергиях нет, но и в этом случае ядрам с магическими числами нуклонов соответствуют минимальные значения сечений.

Аномалии в сечениях неупругого рассеяния выражены тем сильнее, чем больше массовое число. Это означает, что эффекты ядерных оболочек сильнее проявляются в ядрах с большим количеством нуклонов. С увеличением энергии нейтронов сечения для магических ядер возрастают.

Угловое распределение неупругого рассеяния нейтронов существенно зависит от их начальной энергии и механизма рассеяния. Прямые взаимодействия при малой передаче энергии нейтроном ядру-мишени характеризуются сильной угловой анизотропией с направленностью в переднюю полусферу. Для неупругого рассеяния, происходящего с образованием составного ядра (в случае, когда возбуждается много уровней ядра-мишени), теория предсказывает изотропное распределение рассеянных нейтронов. Данные экспериментов с энергией 14 МэВ показывают, что до 90 % рассеянных нейтронов обладают угловым распределением, практически не отличающимся от изотропного. Если не учитывать прямые взаимодействия, то при описании неупругого замедления нейтронов их угловое распределение можно считать изотропным.

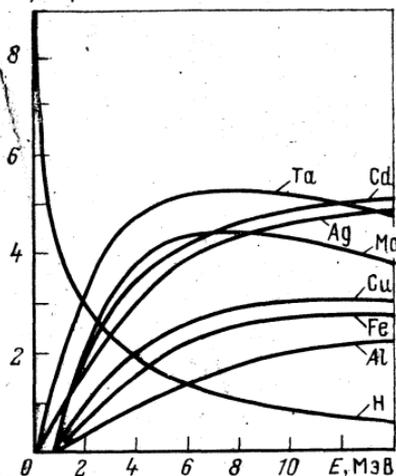
Рассмотрим замедляющую способность порообразующих элементов при неупругом рассеянии. Величина среднего изменения летаргии $\xi(E)$ нейтронов с энергией E в веществе произвольного состава определяется формулой

$$\xi(E) = \sum_{\mu} h_{\mu}^{el}(E) \xi_{\mu}^{el} + \sum_{\mu} h_{\mu}^{in}(E) \xi_{\mu}^{in}(E),$$

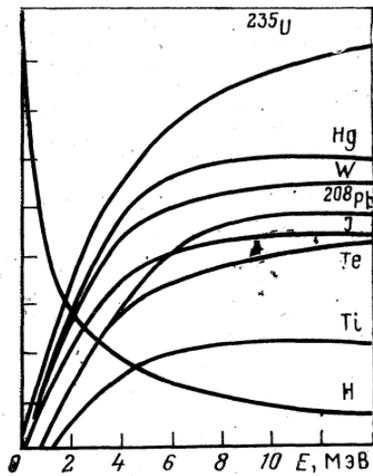
где h_{μ}^{el} и h_{μ}^{in} — парциальные вероятности упругого и неупругого рассеяния на данном ядре μ (суммирование распространено на ядра всех элементов, входящих в состав среды), или

$$\xi(E) = \lambda(E) \sum_{\mu} [S_{\mu}^{el}(E) + S_{\mu}^{in}(E)] \equiv \lambda(E) \kappa_s(E),$$

a
 s_{μ}^{in} , барн



δ



θ
 s_{μ}^{in} , 10, барн

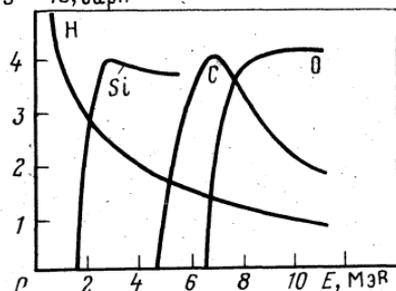


Рис. 12. Зависимость микроскопической замедляющей способности элементов (a , b , θ) при неупругом рассеянии от энергии нейтронов E в сравнении с замедляющей способностью водорода

где $\lambda(E)$ — полная длина свободного пробега; S_{μ}^{el} и S_{μ}^{in} — макроскопические замедляющие способности ядер при упругом и неупругом рассеянии; κ_s — полная замедляющая способность среды.

Макроскопическая замедляющая способность ядра

$$S_{\mu} = n_{\mu} s_{\mu} = \sum_{s\mu} \xi_{\mu} = n_{\mu} \sigma_{s\mu} \xi_{\mu},$$

где $\sigma_{s\mu}$ — сечение рассеяния на данном ядре (упругого или неупругого), а s_{μ} — микроскопическая замедляющая способность ядра.

В работах [40, 43] был выполнен расчет вклада неупругого рассеяния в замедляющую способность многих элементов. При этом использовались значения ядерных температур как известные из опыта, так и вычисленные с учетом парных корреляций нуклонов. Некоторые из вычисленных энергетических зависимостей микроскопической замедляющей способности эле-

ментов при неупругом рассеянии приведены на рис. 12. Для сравнения на этих же графиках представлена замедляющая способность упругого рассеяния на водороде. Для элементов с $A < 30$ величина s^{in} не превышает замедляющую способность водорода или сравнима с ней; для элементов с $30 < A < 130$ величина s^{in} превышает замедляющую способность водорода в 3—4 раза при $E > 5$ МэВ, для элементов с $A > 130$ величина превышает замедляющую способность водорода в широком энергетическом интервале ($E > 3$ МэВ) в 6—8 раз.

2.3. РОЛЬ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ЗАМЕДЛЕНИИ НЕЙТРОНОВ В СИСТЕМЕ СКВАЖИНА — ПЛАСТ

Роль упругого и неупругого рассеяния при замедлении нейтронов в системе скважина—пласт до недавнего времени оставалась неясной. Между тем изучение влияния изменения химического состава скелета и соответствующих видов взаимодействия на показания нейтронных методов при исследовании глубоководных малопористых горных пород приобрело важное значение.

Методом Монте-Карло был выполнен расчет числа упругих и неупругих столкновений нейтронов в скважине и пласте и соответствующих этим столкновениям энергетических потерь [26]. Начальная энергия нейтронов соответствовала спектру Po—Be-источника. Диаметр необсаженной скважины, заполненной пресной водой, составлял 197 мм; пласт — известняк различной пористости; диаметр прибора — 90 мм. Результаты расчета приведены на рис. 13, 14. Относительное число столкновений нейтронов с ядрами водорода в скважине $(\delta n_H)_{скв}$ и соответствующая средняя потеря энергии δE_H слабо зависят от объемной водонасыщенности m пласта. Это объясняется сравнительно малым вкладом в $(\delta n_H)_{скв}$

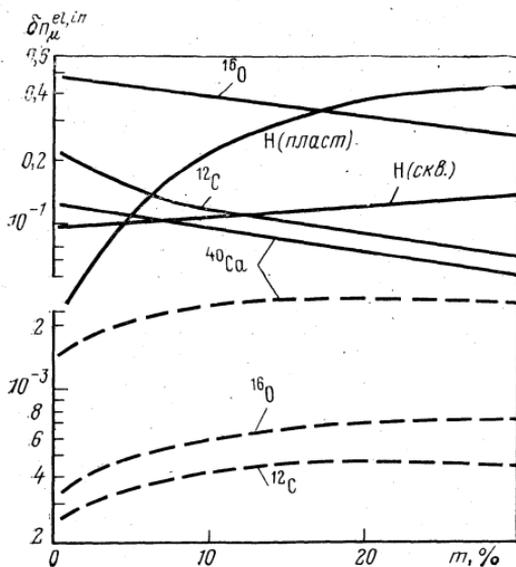


Рис. 13. Зависимость относительного числа столкновений нейтронов на ядрах отдельных породообразующих элементов от m для известняка.

Сплошные линии соответствуют упругому рассеянию, пунктирные — неупругому

малым вкладом в $(\delta n_H)_{скв}$ нейтронов, побывавших в исследуемом пласте. Соответствующие величины в пласте $(\delta n_H)_{пл}$ и $(\delta E_H)_{пл}$ резко возрастают с увеличе-

нием m до 12—15 %. Слабая зависимость $(\delta n_H)_{пл}$ и $(\delta E_H)_{пл}$ от m для более высоких его значений ($m > 15\%$) объясняется тем, что, хотя плотность протонов в пласте при увеличении m изменяется линейной, парциальная вероятность рассеяния на водороде с уменьшением энергии быстро увеличивается и при $m > 15\%$ достигает величины насыщения.

Число упругих столкновений на ядрах кислорода, углерода и кальция зависит от пористости приблизительно так же, как и плотность ядер соответствующих элементов в пласте.

При $m < 12 \pm 3\%$ процесс замедления нейтронов в известняке определяется (в смысле энергетических потерь) упругим рассеянием на ядрах кислорода и неупругим рассеянием на ядрах кальция (в песчанике соответственно — упругим рассеянием на кислороде и неупругим рассеянием на кремнии).

При $m > 12 \pm 3\%$ основным элементом, определяющим процесс замедления нейтронов, является водород. Так как количество ядер кислорода в осадочных горных породах примерно одинаково (при фиксированной пористости), а количество ядер водорода однозначно определяется пористостью (для негазоносных, неглинистых пластов, не содержащих химически связанного водорода), можно считать, что показания ННМт и ННМнт зависят от изменения химического состава минерального скелета горных пород при $m > 12 \pm 3\%$ только через минералогическую плотность и нечувствительны к изменению характера энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов тяжелыми ядрами.

2.4. ПРОСТЕЙШИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Уравнение переноса и функции распределения нейтронов

Теория переноса нейтронов носит статистический характер и позволяет вычислить вероятность того, что нейтрон находится в заданном фазовом состоянии. Состояние нейтрона определяется заданием соответствующей точки в фазовом простран-

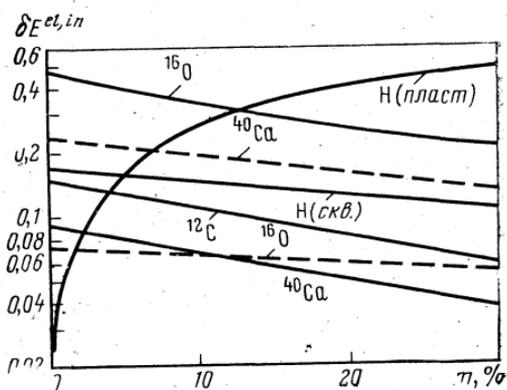


Рис. 14. Зависимость относительной средней потери энергии при столкновении нейтронов с ядрами отдельных элементов от m для известняка.

Сплошные линии — для упругого рассеяния, пунктирные — для неупругого

стве $\mathbf{x} \equiv \{\mathbf{r}(x, y, z), \omega(\theta, \varphi)E, t\}$, где \mathbf{r} — пространственная координата, $\omega = \mathbf{v}/v$ — единичный вектор, указывающий направление движения нейтрона, E — его кинетическая энергия, t — время.

Функция распределения нейтронов $N(\mathbf{x})$ есть плотность вероятности нахождения их в заданном элементе объема фазового пространства. Величина $Nd\mathbf{x}$ — число нейтронов в интервале времени $t, t+dt$ в элементе объема $d\mathbf{r}$ физического пространства около точки \mathbf{r} , направления скоростей которых заключены в телесном угле $d\omega$ вокруг ω , а энергия — в пределах $E, E+dE$.

$N(\mathbf{x})$ удовлетворяет уравнению переноса:

$$\frac{\partial}{\partial t} N(\mathbf{x}) + v\omega \operatorname{grad} N(\mathbf{x}) = \int_{E-\Delta E}^E dE' \int_{\Omega} v' \Sigma_s(E') N(\mathbf{r}, E', \omega', t) \times \\ \times W(E', \omega' | E, \omega) d\omega' - v \Sigma_t(E) N(\mathbf{x}) + Q(\mathbf{x}), \quad (12)$$

где v', v — скорости нейтрона до и после столкновения с ядром. Поскольку

$$v \Sigma_t(E) = \frac{v}{\lambda(E)} \equiv \tau^{-1}(E),$$

где $\tau(E)$ — время свободного пробега, вместо плотности нейтронов $N(\mathbf{x})$ удобно ввести новую функцию распределения $\psi(\mathbf{x})$, имеющую смысл плотности столкновений (полного числа столкновений, отнесенного к единице времени):

$$\psi(\mathbf{x}) = \tau^{-1}(E) N(\mathbf{x}) \quad (13)$$

так, что плотность потока нейтронов

$$\Phi(\mathbf{x}) = vN(\mathbf{x}) = \lambda(E) \psi(\mathbf{x}). \quad (13')$$

Плотность потока нейтронов $\Phi(\mathbf{x})$ имеет размерность $\{n/\text{см}^2 \cdot \text{с}\}$ и численно равна пути, который пройдет нейтрон за 1 с, если не будет поглощения и рассеяния. Так как рассеяние происходит на расстоянии λ_s , поглощение — на расстоянии λ_a , то число рассеянных нейтронов

$$n_s(\mathbf{x}) = N(\mathbf{x}) \frac{v}{\lambda_s(E)} = \Sigma_s(E) \Phi(\mathbf{x}),$$

а число поглощенных нейтронов (так называемая плотность поглощения)

$$n_a(\mathbf{x}) = N(\mathbf{x}) \frac{v}{\lambda_a(E)} = \Sigma_a(E) \Phi(\mathbf{x}).$$

Произведение $\Sigma_t \Phi(\mathbf{x})$ дает полное число взаимодействий в 1 см^3 вещества.

Вводя вместо переменной E летаргию u , получаем каноническую форму уравнения переноса:

$$\tau(u) \frac{\partial}{\partial t} \psi(x) + \lambda(u) \omega \operatorname{grad} \psi(x) + \psi(x) = \int_0^u du' \int_{\Omega} h(u') \psi(r, u', \omega, t) \times \\ \times W(u', \omega' | u, \omega) d\omega' + Q(x). \quad (14)$$

Здесь $h(u)$ — полная вероятность рассеяния, связанная с полной вероятностью поглощения $g(u)$ соотношением

$$h(u) + g(u) = 1.$$

Интегральный член в формуле (12) называют интегралом столкновений.

Величины полного свободного пробега λ и времени свободного пробега τ зависят от энергии нейтронов, но не зависят от координат и направления движения ω (в однородных и изотропных средах). На границах сред с различными свойствами λ и τ могут изменяться скачкообразно, оставаясь неизменными в пределах этих сред. На границе между двумя средами различного химического состава и плотности, в которых длина свободного пробега соответственно λ_1 и λ_2 , $\lambda_1 \neq \lambda_2$, функция распределения нейтронов должна быть непрерывной для любого ω .

Основная проблема теории переноса нейтронов (так называемая прямая задача) формулируется следующим образом: по заданному фазовому распределению источников излучения, геометрическому расположению сред известных состава и плотности (в общем случае неоднородных и ограниченных сред) определить фазовое распределение нейтронов.

Уравнение переноса описывает прохождение через вещество как быстрых, так и тепловых нейтронов. Характер элементарных взаимодействий нейтронов с рассеивающими центрами (атомные ядра, молекулы, кристаллическая решетка) в различных энергетических областях учитывается соответствующими индикатрисами рассеяния.

Возрастное приближение

Возрастное приближение было сформулировано Г. Бете, Г. Корфом и Г. Плачеком и впервые применено к изучению пространственного распределения нейтронов, порожденных космическим излучением в земной атмосфере.

Одно из основных допущений возрастного приближения состоит в предположении слабой угловой анизотропии функции распределения:

$$\psi(r, u, \omega) = \frac{1}{4\pi} [\psi_0(r, u) + 3\omega\psi_1(r, u)], \quad (15)$$

где

$$\psi_1(\mathbf{r}, u) = \int \omega \psi(\mathbf{r}, u, \omega) d\omega.$$

Если кинетическая энергия E замедленных нейтронов намного меньше начальной энергии $E_0 (u \gg 1)$, то в слабом замедлителе нейтроны должны рассеяться много раз. Если в каждом рассеянии угловое распределение почти изотропно, то функция ψ слабо зависит от направления движения нейтронов ω и может быть представлена в виде первых двух членов ее разложения по сферическим функциям. Для законности представления (15) необходимо выполнение условия $|\psi_1| \ll \psi_0$, означающего слабую пространственную зависимость функции распределения.

Подставляя в уравнение переноса со стационарным точечным изотропным моноэнергетическим источником разложение (15) и интегрируя по углам, получим

$$\lambda(u) \operatorname{div} \psi_1 + \psi_0 = \sum_{\mu} \int_0^u h(u') h_{\mu}(u') W_{0\mu}(u' | u) \psi_0(\mathbf{r}, u') du' + \delta(\mathbf{r}) \delta(u). \quad (16)$$

Умножая уравнение (12) на ω и снова интегрируя по углам, имеем

$$\frac{1}{3} \lambda(u) \operatorname{grad} \psi_0 + \psi_1 = \sum_{\mu} \int h(u') h_{\mu}(u') W_{1\mu}(u' | u) \psi_1(\mathbf{r}, u') du'. \quad (16')$$

Уравнения (16) и (16') образуют систему, позволяющую определить ψ_0 и ψ_1 .

Предположим теперь, что произведение $h(u) h_{\mu}(u) \psi_0(\mathbf{r}, u)$ слабо зависит от лётаргии в интервале однократного рассеяния, вследствие чего в интеграле столкновений оно может быть аппроксимировано первыми членами тейлоровского разложения по лётаргии:

$$h(u') h_{\mu}(u') \psi_0(\mathbf{r}, u') \approx h(u) h_{\mu}(u) \psi_0(\mathbf{r}, u) - (u - u') \frac{\partial}{\partial u} [h(u) h_{\mu}(u) \psi_0(\mathbf{r}, u)].$$

Примем также, что $\psi_1(\mathbf{r}, u') \cong \psi_1(\mathbf{r}, u)$. Тогда система уравнений (16) и (16') принимает следующий вид:

$$\lambda(u) \operatorname{div} \psi_1(\mathbf{r}, u) + g(u) \psi_0(\mathbf{r}, u) = \frac{\partial}{\partial u} [h(u) \xi(u) \psi_0(\mathbf{r}, u)] + \delta(\mathbf{r}) \delta(u); \quad (17)$$

$$\frac{1}{3} \lambda(u) \operatorname{grad} \psi_0 + [1 - h(u) \overline{\cos \gamma(u)}] \psi_1 = 0. \quad (17')$$

В уравнении (17) использовано определение среднего изменения лётаргии $\xi(u)$, а в уравнении (17') — среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \gamma(u)}$.

Из последнего уравнения вытекает так называемый первый закон Фика:

$$\Phi_1 = -D(u) \text{grad } \psi_0; \quad D(u) = \frac{1}{3} \lambda_{\text{tr}}(u). \quad (18)$$

Параметр $\lambda_{\text{tr}}(u) = \lambda(u)[1 - \overline{h(u) \cos \gamma(u)}]^{-1}$ называется транспортной длиной свободного пробега (или длиной переноса) нейтронов. Коэффициент пропорциональности в (18) $D(u)$ называется коэффициентом диффузии для плотности потока. Согласно уравнению (18) поток Φ_1 нейтронов, которые проходят в единицу времени через единичную площадку к направлению диффузионного тока, пропорционален градиенту плотности нейтронов

$$\Phi_1 = -D(u) \text{grad } N_0 \quad (19)$$

и направлен в сторону, противоположную направлению градиента¹.

Параметр $D(u)$ есть коэффициент диффузии для плотности нейтронов ($D \neq D$):

$$D(u) = \frac{1}{3} v(u) \lambda_{\text{tr}}(u).$$

Подставив выражение (18) в уравнение (17), получим для однородной изотропной среды, физические свойства которой не зависят от координат

$$-\frac{1}{3} \lambda(u) \lambda_{\text{tr}}(u) \Delta \psi_0 + g(u) \psi_0 = -\frac{\partial}{\partial u} [h(u) \xi(u) \psi_0] + \delta(r) \delta(u).$$

Таким образом, уравнение переноса преобразовано в дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка относительно функции ψ_0 . Это уравнение можно упростить подстановкой

$$\tilde{\psi}_0 = \psi_0 \xi(u) \exp \left[\int_0^u \frac{g(u')}{h(u')} \frac{du'}{\xi(u)'} \right]$$

¹ Из сравнения закона Фика с аналогичным ему законом Ома (в дифференциальной форме)

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\rho} \nabla U,$$

где \mathbf{j} — плотность тока (сила тока, приходящегося на единицу поперечного сечения проводника), ρ — удельное электрическое сопротивление, U — потенциал, следует, что коэффициент диффузии нейтронов играет роль «нейтронной проводимости» вещества: чем больше коэффициент диффузии, тем меньше «сопротивление» замедлителю прохождению нейтронов данной энергии.

и введением вместо летаргии u новой переменной $\tau_0(u)$:

$$\tau_0(u) = \frac{1}{3} \int_0^u \frac{h(u') \lambda^2(u')}{1 - h(u') \cos \vartheta(u') \xi(u')} du'$$

В этом случае оно принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{\psi}_0}{\partial \tau_0} = \Delta \tilde{\psi}_0 + \delta(r) \delta(\tau_0), \quad (20)$$

т. е. совпадает с уравнением теплопроводности, в котором роль времени играет переменная τ_0 . Величина $\tau_0(u)$ имеет размерность площади и называется фермиевским возрастом нейтронов, а уравнение (20) — уравнением возраста. При отсутствии поглощения $\tilde{\psi}_0$ совпадает с плотностью замедления: $\psi_0 = q_0 = \xi(u) \psi_0$ (это равенство имеет место только в возрастном приближении).

Решение уравнения (20) имеет следующий вид:

$$\psi_0(r, u) = \psi_0(u) \frac{e^{-r^2/4\tau_0(u)}}{[4\pi\tau_0(u)]^{3/2}}, \quad (21)$$

где

$$\psi_0(u) = \frac{1}{\xi(u)} \exp \left[- \int_0^u \frac{\Sigma_a(u')}{\Sigma_s(u') \xi(u')} du' \right]. \quad (21')$$

Решение уравнения (20) получено в предположении слабой зависимости ψ_0 от координат

$$\lambda_{tr}(u) |\text{grad } \psi_0| \ll \psi_0, \text{ или } \lambda_{tr}(u) \left| \frac{\partial}{\partial r} \ln \psi_0 \right| \ll 1 \quad (22)$$

и слабой зависимости произведения $\xi(u) \psi_0$ от летаргии (это менее жесткое ограничение, чем предположение о слабой энергетической зависимости непосредственно ψ_0):

$$\frac{\partial}{\partial u} [\xi(u) \psi_0] \ll \psi_0. \quad (22')$$

Указанные условия предполагают в свою очередь выполнение неравенства $g(u) \ll 1$ или $\Sigma_a(u) \ll \Sigma_s(u)$, поскольку присутствие поглотителей нейтронов существенно усиливает пространственную, угловую и энергетическую зависимость функций распределения.

По этой причине выражение (21) неприменимо для описания спектра замедленных нейтронов в поглощающих средах.

Подставляя (21) в (22), находим

$$r \ll \frac{6\tau_0(u)}{\lambda_{tr}(u)} = \frac{\bar{R}^2(u)}{\lambda_{tr}(u)}, \quad (22'')$$

где $\overline{R^2}(u)$ — средний квадрат смещения нейтрона в процессе замедления до заданной энергии. Следовательно, выражение (21) справедливо на малых расстояниях от источника. Из условия (22') следует $u \gg \xi(u)$, т. е. заданное значение летаргии должно достигаться в результате большого числа столкновений $\nu(u) = u/\xi(u) \gg 1$.

Анализ результата возрастного приближения как частного случая строгого решения уравнения переноса дает более точную оценку границ применимости выражения (21). Оно справедливо до расстояний порядка $r_0 \approx \tau_0(u)/\lambda_{\max}$, где λ_{\max} — максимальная на интервале замедления полная длина свободного пробега нейтронов. Анализ границ применимости возрастного приближения для изучения водородсодержащих сред дан в работе [38].

Аппроксимационный метод

В этом методе используют простые аналитические выражения, аппроксимирующие экспериментальные зависимости. Свободные параметры используемых эмпирических формул подбираются так, чтобы выполнялись точные соотношения теории замедления нейтронов. Метод особенно эффективен при использовании полиэнергетических источников в средах с не очень малым ($m > 5\%$) водородосодержанием.

Если источник нейтронов не моноэнергетичен, а испускает быстрые нейтроны, обладающие спектром энергий, то функция распределения (плотность потока) нейтронов полиэнергетического источника

$$\Phi_0^*(r, E) = Q \int_0^{\infty} g(E_0) \Phi_0(r, E_0 | E) dE_0.$$

Благодаря спектральному эффекту функция пространственного распределения нейтронов полиэнергетического источника приобретает более простую форму по сравнению с функциями пространственного распределения нейтронов в отдельных спектральных линиях — в координатах $\lg \Phi_0^* = f(r)$ она как бы «спрямляется».

Пусть из эксперимента найден эмпирический закон $\Phi_0^*(r, E)$, с удовлетворительным приближением описывающий пространственное распределение нейтронов с энергией E . Для обобщения этого эмпирического закона потребуем, чтобы выполнялись равенства

$$\int_{(\infty)} \Phi_0^*(r, E) dV = \Phi_0(E) \quad (23)$$

(спектр плотности потока в бесконечной однородной среде с равномерно распределенными источниками; интегрирование распространено на весь бесконечный объем V) и

$$\int_{(\infty)} r^n \Phi_0^*(r, E) dV / \int_{(\infty)} \Phi_0^*(r, E) dV = M_n(E), \quad (23')$$

где M_n — n -й пространственный момент функции распределения.

Таким образом, интегральные характеристики приближенного распределения $\Phi_0^*(r, E)$ должны совпадать с точными. Последние могут быть вычислены с учетом неупругого рассеяния и дифракционной анизотропии, а также спектра полиэнергетического источника. Условия (23) позволяют определить свободные параметры эмпирического распределения.

Анализ результатов многочисленных экспериментов показал, что пространственное изменение плотности потока нейтронов полиэнергетических источников в различных средах (за исключением случая очень малого водородосодержания, когда возрастное приближение обладает достаточно большой областью применимости) можно аппроксимировать простыми выражениями типа

$$\Phi_0^*(r, E) = \alpha(E) \frac{e^{-r/\Lambda(E)}}{r^k}, \quad (24)$$

где k принимает значение 0 или 1.

Это распределение справедливо для практически важной пространственной области — на средних и больших расстояниях от источника. В выражении (24) имеются два свободных параметра α и Λ , для определения которых используются условия (23), (23').

При $n=2$ условие (23') принимает вид

$$\overline{R^2(E)} = 6\tau_s^*(E) = 6[L_s^*(E)]^2,$$

где $\tau_s^*(E)$ — полный возраст нейтронов полиэнергетического источника; $L_s^*(E)$ — длина замедления нейтронов.

Распределение (24) при $k=0$ называется ядром Я. Б. Зельдовича и И. И. Гуревича. Определяя параметры α и Λ , получаем

$$\Phi_0^*(r, E) = \frac{\Phi_0(E)}{8\pi\Lambda^3(E)} e^{-r/\Lambda(E)}, \quad (25)$$

где

$$\Lambda(E) = \frac{1}{\sqrt{2}} L_s^*(E). \quad (25')$$

Для изучения распределения нейтронов в горных породах эта формула впервые использовалась С. А. Кантором (1955 г.).

При $k=1$ распределение (24) называется диффузионным или одногрупповым ядром. Оно значительно лучше согласуется с экспериментальными данными (особенно для водородсодержащих сред) и обладает более широкой областью применимости.

Определяя свободные параметры, как выше, находим

$$\Phi_0^*(r, E) = \Phi_0(E) \frac{e^{-r/\sqrt{\tau_s^*(E)}}}{4\pi r \tau_s^*(E)}. \quad (26)$$

На рис. 15 показаны результаты расчета пространственного распределения плотности потока надтепловых (индиевых) нейтронов Ra—Be-источника в воде в одногрупповом диффузионном приближении в сравнении с экспериментальными данными. Практически на всех исследованных расстояниях r от источника (исключая окрестность источника) распределение (26) хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Это распределение имеет одно важное практическое преимущество, заключающееся в том, что оно удовлетворяет хорошо изученному дифференциальному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами:

$$\Delta \Phi_0^* - \frac{1}{\tau_s^*(E)} \Phi_0^* = - \frac{1}{D(E)} Q(r). \quad (27)$$

Уравнение (27) аналогично уравнению диффузии, поэтому основанное на нем приближение называют одногрупповым диффузионным приближением. В этом приближении распределение замедленных нейтронов полиэнергетического источника (каждому участку энергетического спектра которого соответствует своя «группа» нейтронов) заменяется одной группой нейтронов, характеризующейся величиной $\tau_s^*(E)$.

Величина $\sqrt{\tau_s^*(E)}$ (длина замедления нейтронов) играет роль диффузионной длины, а смысл коэффициента диффузии $D(E)$ имеет величина

$$D(E) = E^{-1} \Phi_0^{-1}(E) \tau_s^*(E) \equiv \xi(E) \Sigma_s(E) \tau_s^*(E) = \kappa_s(E) \tau_s^*(E),$$

где $\kappa_s(E)$ — замедляющая способность среды.

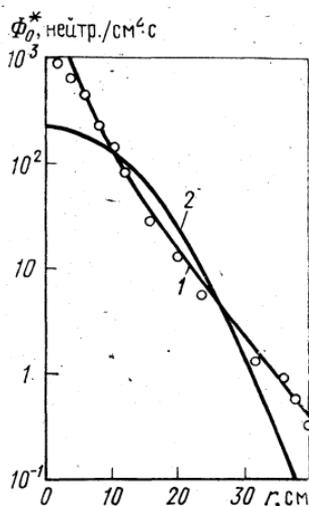


Рис. 15. Распределение индиевых нейтронов Ra—Be-источника в воде в сравнении с результатами расчетов в одногрупповом диффузионном приближении (1) $L_s^* = 6,8$ см. Кривая 2 иллюстрирует неправильное применение возрастного приближения (полный возраст нейтронов полиэнергетического источника отождествлен с фермиевским)

Решение этого уравнения с соответствующими краевыми и граничными условиями позволяет распространить рассмотренный способ приближенного описания пространственного распределения замедленных нейтронов в бесконечной однородной среде на более общий (и с практической точки зрения значительно более важный) случай неоднородных и ограниченных сред.

Коснемся вопроса об условиях применимости решений уравнения (27). С одной стороны, уравнение диффузии предполагает выполнение закона Фика и неравенства

$$|D \operatorname{grad} \Phi_0^*| \ll \Phi_0^*.$$

Это означает, что уравнение (27) перестает быть справедливым, когда коэффициент диффузии и плотность потока нейтронов заметно изменяются на расстояниях порядка длины замедления. Последнее всегда имеет место вблизи границ раздела сред с различными нейтронными свойствами, что характерно для скважинных условий применения нейтронных методов. С другой стороны, аналогия уравнения (27) с уравнением диффузии является формальной, поэтому строгое ограничение уравнения диффузии не может механически переноситься на уравнение, которому удовлетворяет аппроксимирующее распределение [91].

2.5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

Типы и степень взаимодействия между нейтронами и атомными ядрами существенно определяются энергией нейтронов, поэтому значительное внимание приходится уделять теории нейтронного спектра в горных породах.

При поисках и разведке полезных ископаемых нейтронными методами как в полевых, так и в скважинных условиях могут использоваться спектральные эффекты, обусловленные резонансными рассеянием и поглощением нейтронов в процессе их замедления в горных породах.

При высоких энергиях ($E \approx 10 \div 14$ МэВ) поглощение нейтронов в пороговых реакциях влияет на их распределение в горных породах. В области надтепловых энергий для горных пород и руд характерно присутствие сильно поглощающих элементов. Почти у всех породообразующих элементов в надтепловой области сечение поглощения растет с уменьшением энергии по закону $1/v$. В резонансной области сечения поглощения ряда тяжелых (рудных) элементов достигают очень высоких значений, на несколько порядков (в тысячи и десятки тысяч раз) превосходящих величину сечений рассеяния.

Знание нейтронных спектров в горных породах необходимо также для изучения распределения гамма-излучения неупру-

гого рассеяния, захватного гамма-излучения и активационных эффектов. Если энергетический спектр $\Phi_0(E)$ замедленных нейтронов известен, то спектр $G(E_\gamma)$ гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов, определяется следующим образом:

$$G(E_\gamma) = \int_{E_0}^E \Phi_0(E') \tilde{\Sigma}(E' | E_\gamma) dE',$$

где $\Sigma(E' | E_\gamma)$ — сечение испускания гамма-кванта энергии E_γ при неупругом рассеянии нейтрона с энергией E' . Аналогично вычисляется спектр $G_a(E_\gamma)$ гамма-излучения, возникающего при поглощении нейтронов в процессе замедления:

$$G_a(E_\gamma) = \int_{E_0}^E \Phi_0(E') j(E' | E_\gamma) dE',$$

где $j(E' | E_\gamma) = \sum_{\mu, l} [v_l(E_\gamma) \Sigma_a(E)]_\mu$ — излучающая способность среды; $v_l(E_\gamma)$ — число гамма-квантов данной энергии на один поглощенный данным ядром нейтрон; $\Sigma_a(E)$ — макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядром μ ; суммирование ведется по ядрам всех элементов (изотопов) и всем линиям (l) в спектре каждого излучателя.

В физике биологической защиты от нейтронного облучения поглощенная или экспозиционная доза D определяется выражением

$$D = \int_0^\infty \beta(E') \Phi_0(E') dE',$$

где $\beta(E)$ — доза, создаваемая единичной плотностью потока нейтронов с фиксированной энергией E .

В поглощающей среде плотность столкновений $\psi_0(u_0/u)$ нейтронов моноэнергетического источника с летаргией u_0 удовлетворяет уравнению

$$\psi_0(u_0 | u) = \sum_{\mu} \int_{u_0}^u h(u') h_\mu(u') \psi_0(u_0 | u') W_0(u' | u) du' + \delta(u - u_0), \quad (28)$$

где $h(u')$ — полная вероятность рассеяния, $h(u) = 1 - g(u)$; $g(u)$ — полная вероятность поглощения; $h_\mu(u')$ — парциальная вероятность рассеяния на ядрах μ -го элемента (суммирование распространяется на все элементы).

Решение этого интегрального уравнения в случае сильно изменяющихся с энергией нейтронов сечений рассеяния и поглощения представляет значительные трудности. Поэтому рассмотрим эквивалентную неканоническую форму этого уравне-

ния [46], впервые полученную А. Вейнбергом и Е. Вигнером, Н. Корнголдом и В. В. Орловым:

$$\psi_0(u_0 | u) = h(u_0) R_0(u_0 | u) - \int_{u_0}^u g(u') \psi_0(u_0 | u') R_0(u' | u) du'. \quad (28')$$

Здесь $R_0(u_0 | u)$ — плотность столкновений нейтронов в среде без поглощения, т. е. $R_0(u_0 | u) = \psi(u_0 | u)$ при $g(u) = 0$ [$h(u) = 1$]; функция $R_0(u_0 | u)$ называется функцией Плачека. В отличие от уравнения (28) в уравнении (28') спектр в поглощающей среде $\psi_0(u_0 | u)$ выражается через спектр $R_0(u_0 | u)$, в среде без поглощения — через решение значительно более простой задачи. (Это обстоятельство является важным преимуществом неканонических форм уравнения переноса, обеспечивающим возможность нахождения их решений в аналитической форме для весьма сложных энергетических зависимостей сечений взаимодействия.)

Для среды, состоящей из одного элемента, функция Плачека $R_0(u_0 | u)$ обладает следующими свойствами. В интервале первого рассеяния $u < u_0 + q_\mu$ она экспоненциально возрастает, при $u = u_0 + q_\mu$ имеет разрыв (в случае водорода разрыв отсутствует), при дальнейшем увеличении летаргии испытывает гармонические колебания с затухающей амплитудой около своего асимптотического значения $R_0 = \xi^{-1}$ (ξ — среднее изменение летаргии в одном столкновении), имеет разрыв производной по u при $u = u_0 + 2q_\mu$ и при $u > u_0 + 3q_\mu$ достигает асимптотической величины. Можно строго показать, что в непоглощающей среде произвольного состава и при произвольной энергетической зависимости сечений рассеяния от энергии нейтронов асимптотический спектр имеет вид

$$R_0(u_0 | u) = 1/\xi(u), \quad (29)$$

т. е. не зависит от начальной энергии нейтронов, но зависит от конечной энергии замедления. Этот результат не связан с какими-либо конкретными предположениями о механизме взаимодействия нейтронов (конкретным видом индикатрисы рассеяния). Это значит, что асимптотический спектр $1/\xi(u)$ устанавливается в веществе также при наличии неупругого рассеяния (при условии, что энергия первичных нейтронов значительно превышает порог неупругого рассеяния).

В последнем случае величина средней логарифмической потери энергии в веществе вычисляется по формуле

$$\xi(u) = \sum_{\mu} h_{\mu}(u) \xi_{\mu} + \sum_{\mu} \tilde{h}_{\mu}(u) \tilde{\xi}_{\mu}(u),$$

где ξ и $\tilde{\xi}_{\mu}$ — соответственно среднее изменение летаргии при упругом и неупругом рассеянии на ядрах каждого из элементов, входящих в состав замедлителя.

Переходя от плотности столкновений к измеряемой величине — плотности потока нейтронов $\Phi_0(u)$, получаем

$$\Phi_0(u) = [\Sigma(u) \xi(u)]^{-1} = \kappa_s^{-1}(u), \quad (30)$$

где $\kappa_s(u)$ — замедляющая способность среды.

Следовательно, энергетическое распределение имеет следующий вид:

$$\Phi_0(E) = \Phi_0(u) \left(-\frac{du}{dE} \right) = \frac{1}{E\kappa_s(E)}. \quad (30')$$

Поскольку замедляющая способность среды при $E > 50$ кэВ существенно зависит от энергии, спектр нейтронов, вообще говоря, отличается от $1/E$. Точнее, на фермиевский закон $1/E$, определяющий общий характер спектра, накладывается локальная «тонкая» структура, обусловленная резонансным характером зависимости полного сечения рассеяния от энергии нейтронов. Из выражения (30') следует, что резонансным максимумам сечения рассеяния соответствуют провалы (депрессии) в спектре нейтронов, а интерференционным минимумам сечения — «всплески» плотности потока нейтронов. (Это важное свойство присуще энергетическому спектру замедленных нейтронов не только в чисто рассеивающих средах, но и в поглощающих.)

Вернемся к изучению спектра замедленных нейтронов в поглощающих средах. Используя свойства функции Плачека $R_0(u_0|u)$, представим ее в виде разности асимптотического (соответствующего большим значениям латаргии) значения $\xi^{-1}(u)$ и осциллирующей добавки $\tilde{R}(u_0|u)$, которая отлична от нуля лишь в интервале первых трех столкновений:

$$R_0(u_0|u) = \frac{1}{\xi(u)} - \tilde{R}(u_0|u). \quad (31)$$

Подставив (31) в уравнение (28), получим

$$q_0(u_0|u) = h(u_0) - \int_{u_0}^u a(u') q_0(u_0|u') du' + \xi(u) \int_{u_0}^u a(u') q_0(u_0|u') \tilde{R}(u'|u) du', \quad (32)$$

где

$$q_0(u_0|u) = \xi(u) \Psi_0(u_0|u); \quad a(u) = g(u)/\xi(u).$$

Для решения этого уравнения применим метод, который назовем методом спектральных приближений. Последовательные приближения в этом методе соответствуют последовательно возрастающей точности, с которой учитываются неасимптотические свойства функции Плачека.

В первом спектральном приближении примем $\tilde{R}(u'/u) = 0$, т. е. откажемся от учета осцилляций функции Плачека. Интегральное уравнение (32) сводится к простому дифференциаль-

ному уравнению первого порядка, решение которого с начальным условием $q_0(u_0|u_0) = h(u_0)$

$$\psi_0(u_0|u) = \frac{h(u_0)}{\xi(u)} \exp \left[- \int_{u_0}^u g(u') \frac{du'}{\xi(u')} \right] \quad (33)$$

совпадает с известным в теории резонансного поглощения приближением Вигнера. В случае поглощения при замедлении в чистом водороде оно дает точный результат и служит хорошим приближением при хорошо разрешенных резонансных сечениях поглощения, когда ширина резонанса мала по сравнению с интервалом однократного рассеяния, а расстояния между резонансами превышают несколько таких интервалов. Спектральное приближение Вигнера является исходным при определении резонансного интеграла поглощения.

Для вычисления следующего спектрального приближения воспользуемся тем обстоятельством, что функция $\tilde{R}(u'/u)$ отлична от нуля лишь в малой окрестности верхнего предела интегрирования в уравнении (32), и вынесем произведение $g(u')\psi(u_0|u')$ за знак интеграла со значением в верхнем пределе:

$$q_0(u_0|u) = h(u_0) - \int_{u_0}^u a(u') q_0(u_0|u') du' + g(u) \gamma_1(u) q_0(u_0|u),$$

где

$$\gamma_1(u) = \int_{u_0}^u \tilde{R}(u'|u) du'.$$

Это интегральное уравнение также сводится к дифференциальному, решение которого имеет вид

$$\psi_0(u_0|u) = \frac{h(u_0)}{\xi(u) [1 - g(u) \gamma_1(u)]} \exp \left[- \int_{u_0}^u \frac{a(u') du'}{1 - g(u') \gamma_1(u')} \right]. \quad (34)$$

Неудобство использования этого спектрального приближения обусловлено необходимостью численного расчета величины $\gamma_1(u)$ для каждой конкретной среды. Однако если вблизи конечной энергии замедления парциальные вероятности рассеяния не зависят (или слабо зависят) от энергии нейтронов, величина γ_1 не зависит от летаргий и представима в удобном для расчетов виде:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 1 - \frac{\gamma}{\xi}; & \gamma &= \frac{\bar{\xi}^2}{2\xi}; \\ \bar{\xi}_\mu^2 &= 2\xi_\mu - \alpha_\mu e^{-q_\mu} q_\mu^2. \end{aligned} \quad (35)$$

Требование постоянства парциальных вероятностей рассеяния означает, что сечения рассеяния нейтронов на ядрах различных элементов, входящих в состав среды, или не зависят от энергии нейтронов, или изменяются с энергией по одному и тому же закону. Для сред, не содержащих водород (или содержащих его в очень малом количестве), $\gamma_1 > 0$, а для водородсодержащих сред при $m > 1\%$ $\gamma_1 < 0$. При добавлении водорода в смесь тяжелых ядер параметр γ_1 меняет знак и достигает величин, по модулю гораздо больших $1/3$. Объясняется это тем, что при добавлении водорода само асимптотическое решение убывает гораздо быстрее (за счет резкого увеличения средней логарифмической потери энергии в среде), чем уменьшаются неасимптотические отклонения от фермиевского спектра.

Подставив выражение (35) в (34), получим:

$$\psi_0(u_0 | u) = \frac{h(u_0) \exp \left[- \int_{u_0}^u \frac{g(u') du'}{\xi h(u') + \gamma g(u')} \right]}{\xi h(u) + \gamma g(u)}.$$

Этот результат совпадает с так называемым приближением Грюлинга—Гертцеля. Процесс вычисления спектральных приближений можно продолжить, но результаты уже будут терять наглядность.

Из выражений (33) и (34) следует, что энергетический спектр нейтронов в поглощающей среде можно записать в виде произведения спектра нейтронов в среде без поглощения $R_0(u)$ на вероятность $P_a(u_0 | u)$ избежать поглощения при замедлении до заданной летаргии:

$$\psi_0(u_0 | u) = R_0(u) P_a(u_0 | u).$$

В случае $\sigma_a(E) \sim 1/v$ хорошо выполняется условие применимости спектрального приближения Грюлинга—Гертцеля. Поскольку при начальной энергии нейтронов порядка единиц мегаэлектронвольт поглощением можно пренебречь, выражение для спектра плотности потока нейтронов $\Phi_0(E)$ имеет следующий вид:

$$\Phi_0(E) = \frac{P_a(E)}{E} [\xi \Sigma_s(E) + \gamma \Sigma_a(E)]^{-1}, \quad (36)$$

где $P_a(E)$ — вероятность избежать поглощения при замедлении до энергии E :

$$P_a(E) = h(E_0) \exp \left[- \int_{E_0}^E \frac{\Sigma_a(E')}{\xi \Sigma_s(E') + \gamma \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E'} \right] \equiv P_a(E; E_0). \quad (37)$$

Для полиэнергетического источника соответствующая величина

$$P_a^*(E) = \int_0^{\infty} g(E_0) P_a(E; E_0) dE_0.$$

Интеграл в выражении (37) можно вычислить аналитически при условии, что сечение рассеяния не зависит от энергии.

Полагая $\Sigma_a(E) \sim E^{-1/2}$, находим

$$P_a(E) = \left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_s} \right)^{-\frac{2}{\gamma}}. \quad (37')$$

Подставив (37') в (37), окончательно получим

$$\Phi_0(E) = \frac{1}{E\kappa_s} \left[1 + \gamma \frac{\Sigma_a(E)}{\kappa_s} \right]^{-1 - \frac{2}{\gamma}}. \quad (38)$$

Требование постоянства сечения рассеяния ограничивает область применимости выражения (38). В реальном случае сечений рассеяния, зависящих от энергий нейтронов (в резонансной области), при $\Sigma_a \sim 1/v$ величина $P_a(E)$ по-прежнему монотонно зависит от энергии нейтронов, однако энергетический спектр $\Phi_0(E)$ приобретает тонкую структуру, обусловленную резонансами сечения рассеяния. Тем не менее результат, полученный в приближении $\Sigma_s(E) = \text{const}$, практически весьма полезен при изучении влияния присутствия поглощающих элементов на распределение замедленных нейтронов, поскольку при энергиях менее 50 кэВ сечение рассеяния для порообразующих элементов, как правило, слабо зависит от энергии.

Для водородсодержащих сред ($\gamma \approx 1$) хорошим приближением служит более простая формула:

$$\Phi_0(E) \approx \frac{1}{E\kappa_s} \left[1 + \frac{\Sigma_a(E)}{\kappa_s} \right]^{-3}. \quad (38')$$

Отметим, что параметр $\Sigma_a(E)/\kappa_s$ представляет собой (с точностью до постоянного множителя) отношение двух характеристических параметров импульсного режима — времени собственно замедления и времени жизни нейтронов относительно поглощения при конечной энергии замедления:

$$\frac{\Sigma_a(E)}{\kappa_s} \sim \frac{t_0(E)}{\tau_a(E)},$$

поскольку

$$t_0(E) = \frac{2}{v\kappa_s}; \quad \tau_a(E) = \frac{1}{v\Sigma_a(E)}.$$

На рис. 16 приведены результаты наиболее тщательных измерений спектра нейтронов в различных средах. Как видно, с уменьшением энергии нейтронов, когда сечение поглощения увеличивается, возрастает и отклонение от фермиевского спектра $1/E$, устанавливающегося в среде без поглощения.

Влияние концентрации поглотителя на величину плотности потока нейтронов иллюстрирует рис. 17, на котором показана зависимость отношения плотности потока нейтронов Φ_a в поглощающей среде к плотности потока Φ_s в той же среде без поглощения от параметра Σ_a/k_s (при различных энергиях нейтронов). Приближение Грюлинга — Гертцеля значительно лучше согласуется с экспериментальными данными [1]. Некоторое расхождение расчетной кривой с экспериментальными точками в области сильных поглощений объясняется пространственной зависимостью плотности потока замедленных нейтронов. На малых расстояниях от источника энергетическое распределение нейтронов определяется спектром $\Phi_0(E)$, устанавливающимся в среде с равномерно распределенными источниками. Однако с увеличением поглощения пространственная зависимость функции пространственно-энергетического распределения нейтронов усиливается, что и приводит к отклонению измеренного спектра от пространственно-однородного.

Знание спектра замедленных нейтронов, не зависящего от координат (для равномерно распределенных источников), позволяет правильно описывать основные спектральные закономерности поля, образованного локализованным моноэнергетическим источником. Однако в случае локализованного источника происходит пространственное изменение спектра.

В горных породах при энергиях нейтронов $E > 3-4$ МэВ идут реакции с вылетом заряженных частиц (см. табл. 1), приводящие к поглощению нейтронов, поэтому с увеличением энергии нейтронов вероятность избежать поглощения в процессе замедления уменьшается и тем сильнее, чем меньше водородосодержание среды (рис. 18, 19). В области надтепловых энергий величина P_a возрастает при наличии поглотителей типа $1/v$. Но и в этом случае P_a тем меньше, чем меньше водородосодержание [102].

В том практически важном случае, когда в замедлителе присутствуют резонансные поглотители (см. табл. 2), величину $P_a(E)$ в приближении Вигнера можно преобразовать к виду, более удобному для оценки влияния резонансного поглощения на энергетический спектр нейтронов.

Величина показателя экспоненты в выражении (33) для вероятности избежать поглощения в процессе замедления

$$P_a(E) = h_0 e^{-\chi(E)} \quad (39)$$

определяется не только величиной, но и характером энергетической зависимости макроскопического сечения поглощения и замедляющей способности среды:

Рис. 16. Энергетические спектр нейтронов в поглощающих средах и в средах без поглощения (по В. Н. Аваеву).

Экспериментальные данные сопоставлены с расчетами в спектральном приближении Грюлинга—Гертцеля: 1—смесь полиэтилена, железа и бора; 2—спектр в железе; 3, 4—смесь полиэтилена и карбида бора в различных концентрациях

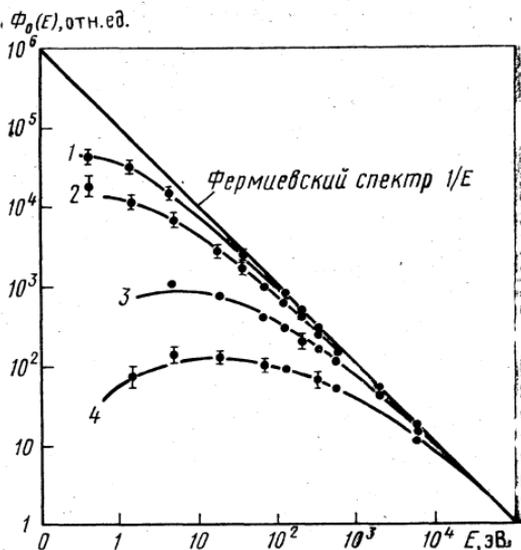
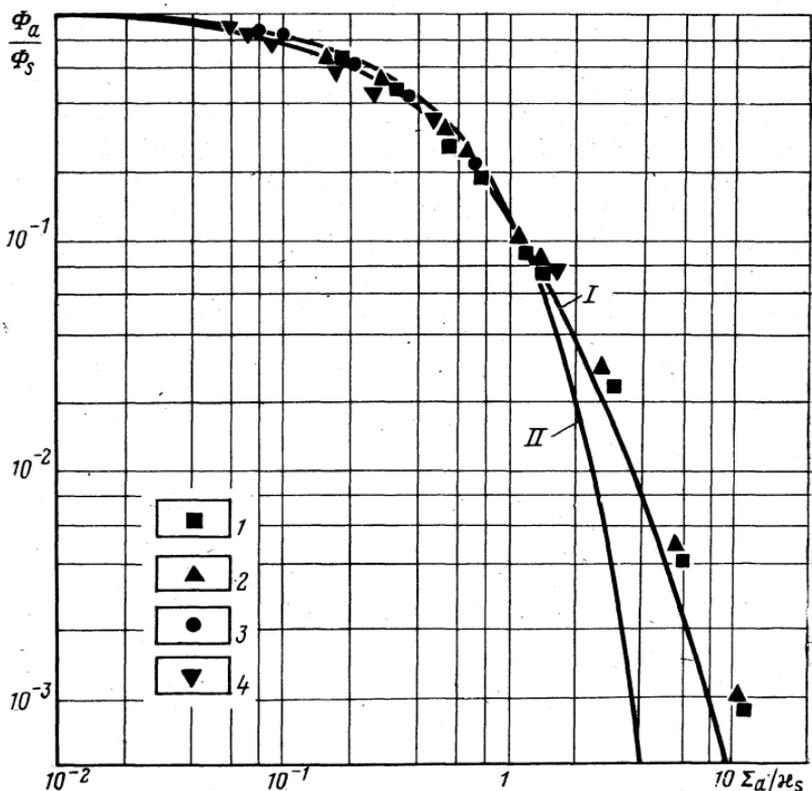


Рис. 17. Уменьшение плотности потока нейтронов в веществах с поглощением по закону $1/v$ относительно плотности потока в тех же средах при чистом рассеянии (по данным В. Н. Аваева).

I—расчет в спектральном приближении Грюлинга—Гертцеля; II—расчет в спектральном приближении Вигнера. Экспериментальные данные соответствуют измерениям в следующих средах: 1—смесь железа с карбидом бора; 2—смесь графита с бором; 3—железо; 4—смесь железа с полиэтиленом и карбидом бора



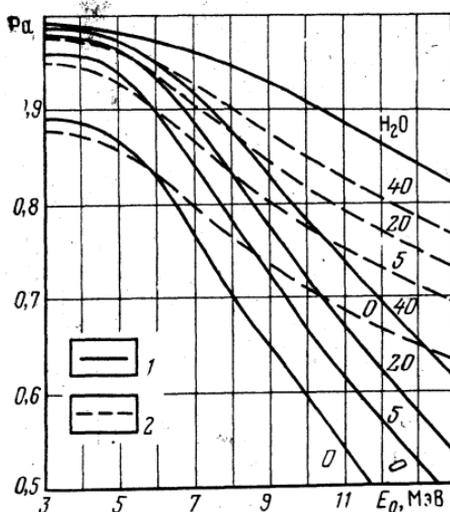


Рис. 18. Вероятность избежать поглощения при замедлении в песчанике и известняке в зависимости от начальной энергии нейтронов ($E=0,1$ эВ) (по данным А. Крефта, с дополнениями). 1 — песчаник; 2 — известняк. Шифр кривых — объемная водонасыщенность m в %

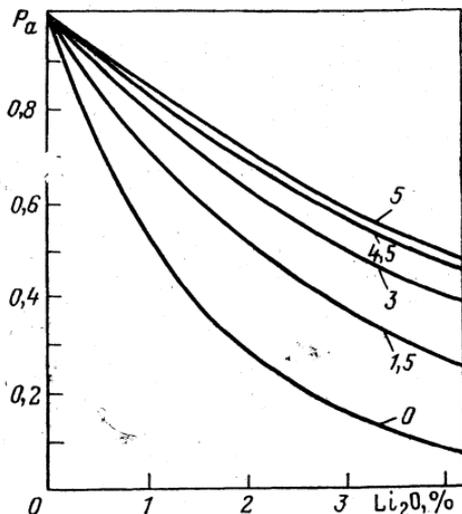


Рис. 19. Зависимость вероятности избежать поглощения при замедлении от содержания окиси лития в пегматите (по Е. И. Крапивскому). Шифр кривых — влажность пегматита в %. Источник Ро-Ве

$$\chi(E) = \int_{E_0}^E \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E' \xi(E')}$$

Для изолированного одиночного резонанса поглощения зависимость сечения поглощения от энергии нейтронов описывается формулой Брейта — Вигнера

$$\sigma_a(E) = \sigma_r \left(\frac{E_r}{E} \right)^{1/2} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (40)$$

где E_r — энергия резонанса; σ_r — максимальная величина сечения захвата (соответствующая резонансной энергии E_r), Γ — ширина резонанса.

Подставив (40) в (39), введя новую переменную

$$x = \frac{E' - E_r}{\Gamma/2},$$

и распространив интегрирование по x от $-\infty$ до $+\infty$, получим (А. Д. Галанин)

$$\chi = \sum_{\mu} \chi_{\mu}, \quad (41)$$

где

$$\chi_{\mu} = \frac{1}{\chi_s} \sum_{\mu} n_{a\mu} I_{\mu r} \quad (41')$$

Концентрации поглощающих элементов, соответствующие заданной величине резонансного интеграла поглощения (по И. А. Козачку), %

$m, \%$	χ_μ	Gd	Sm	Ln	Ta	Sb	As
0	0,33	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	0,03	0,58	1,3	4,55
	0,50	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	0,05	1,20	3,0	9,53
	0,60	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$9,9 \cdot 10^{-3}$	0,066	1,67	4,0	13,0
20	0,25	$6,0 \cdot 10^{-3}$	0,1	—	—	—	—
	0,50	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,2	—	—	—	—

(суммирование распространено на все резонансные поглотители, присутствующие в среде и на все резонансы поглощения), где $I_{\mu r}$ — так называемый резонансный интеграл поглощения (или просто резонансный интеграл)

$$I_{\mu r} = \frac{\pi \Gamma \sigma_r}{2E_r} \left(1 + \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{ar}} \right)^{-1/2}; \quad (42)$$

$n_{a\mu}$ — число ядер μ -го элемента-поглотителя в 1 см³ вещества; Σ_{ar} — макросечение поглощения в резонансе.

При сильном поглощении, когда $\Sigma_{ar} \gg \Sigma_s$,

$$\chi_\mu = \frac{\pi \Gamma}{\gamma E_r \xi} \sqrt{\frac{n_{a\mu} \sigma_{\mu r}}{\Sigma_s}}$$

Таким образом, резонансный интеграл поглощения пропорционален корню квадратному из концентрации резонансных поглотителей. Поскольку величина средней логарифмической потери энергии растет с увеличением водородосодержания влияние присутствия резонансных поглотителей (так же, как и присутствие поглощающих примесей вообще) наиболее сильно проявляется в средах с малым водородосодержанием.

В табл. 5 приведены значения параметра χ_μ для сухого ($m=0\%$) и водоносного ($m=20\%$) кварцевого песчаника с примесями некоторых резонансных поглотителей.

2.6. КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

С разработкой компактных нестационарных источников — импульсных и модулированных генераторов нейтронов с большим выходом нестационарные нейтронные поля стали «инструментом» исследования состава и свойств вещества не только в ядерной геофизике, но и во многих других областях науки и техники. Возможности использования наносекундной измерительной аппаратуры, потребности спектрометрии нейтронов по времени замедления (а также измерение реактивности и других критических параметров реакторных систем, проблема получения холодных нейтронов) — все это сделало энергетически-вре-

менное распределение нейтронов в веществе объектом интенсивного экспериментального и теоретического изучения [30].

С использованием генераторов нейтронов реализованы, в частности, импульсный метод количественного определения урана в горных породах, основанный на измерении временного распределения мгновенных нейтронов деления в надтепловой части спектра [97], а также спектрально-резонансный анализ горных пород по времени замедления нейтронов [14]. Для интерпретации результатов измерений с импульсным генератором необходимо знать закономерности кинетики замедления нейтронов.

Пространственно-энергетически-временное распределение $\psi_0(r, E, t)$ нейтронов, инжесктированных в бесконечно однородную среду точечным импульсным источником, приближенно можно представить в следующей мультипликативной форме:

$$\psi_0(r, E, t) \approx \psi_0(r, E) \psi_0(t, E), \quad (43)$$

где $\psi_0(r, E)$ — пространственно-энергетическое распределение нейтронов точечного стационарного источника, а $\psi_0(t, E)$ — энергетически-временное распределение нейтронов от импульсных источников, равномерно заполняющих все пространство.

Факт разделения переменных (пространственных координат и времени) в представлении для $\psi_0(r, t, E)$, строго говоря, не имеет места. Если бы равенство выполнялось строго, то величина $t_s(r, E)$ полного времени замедления нейтронов до заданной энергии E на заданном расстоянии r не зависела бы от пространственной переменной. Аналогично возраст нейтронов $\tau_s(t, E)$, замедлявшихся до энергии E за время t , в этом случае не зависел бы от величины t . В действительности зависимости $t_s(r)$ и $\tau_s(t)$ существуют, но они настолько слабы, что корреляцией между пространственно-энергетическим $\psi_0(r, E)$ и энергетически-временным $\psi_0(t, E)$ распределением можно пренебречь. Специальные расчеты по методу Монте-Карло, проведенные для сред с различным водородосодержанием, указывают на возможность использования приближенного соотношения (43) при всех временах, представляющих практический интерес [91].

Поскольку основные закономерности пространственно-энергетического распределения нейтронов стационарных источников рассмотрены выше, перейдем к анализу энергетически-временного распределения нейтронов в случае импульсного источника.

Для вещества произвольного состава и сечений взаимодействия, изменяющихся с энергией нейтронов, временное распределение замедленных нейтронов описывается гамма-распределением с плотностью [42]

$$\psi_0(t, u) = \psi_0(u) \alpha \frac{(\alpha t)^x e^{-\alpha t}}{\Gamma(x+1)}. \quad (44)$$

Параметры этого распределения $\alpha \equiv \alpha(u)$ и $\kappa \equiv \kappa(u)$ определяются интегральными характеристиками кинетики замедления — полным временем замедления $t_s(u)$ и дисперсией импульса $D[t(u)]$:

$$\alpha(u) = \frac{t_s(u)}{D[t(u)]};$$

$$\kappa(u) = \frac{t_s(u)^2}{D[t(u)]} - 1. \quad (45)$$

Эти параметры можно вычислять в различных спектральных приближениях [45]. Выражение (44) справедливо при практически неограничительном условии $t \gg \tau_0(\kappa + 1)$ в силу малости $\tau_0 = \lambda_0/v_0$.

При малом водородосодержании $\kappa \gg 1$, $t_s(u) \gg \alpha^{-1}(u)$, поэтому $t_{\max}(u) \cong t_s(u)$ и гамма-распределение (44) переходит в нормальное:

$$\psi_0(t, u) = \psi_0(u) \frac{\exp\left[-\frac{(t-t_s(u))^2}{2D[t(u)]}\right]}{\sqrt{2\pi D[t(u)]}}.$$

Изменение концентрации поглотителей влияет главным образом на амплитуду замедленных нейтронов.

В спектральном приближении Грюлинга — Гертцеля плотность столкновений $\psi_0(t, u)$ замедленных нейтронов от импульсного источника в поглощающей среде произвольного состава с постоянными сечениями взаимодействия определяется выражением

$$\psi_0(t, u) = \psi_0(u) \frac{(\beta\theta)^{\nu} e^{-\beta\theta}}{\tau(u) \Gamma(\kappa + 1)}; \quad \theta = t/\tau(u), \quad (46)$$

где

$$\beta = g + h \frac{\xi}{\gamma}, \quad \nu = \frac{2h\xi}{\beta\gamma^2}. \quad (46')$$

При отсутствии поглощения ($g=0$) отсюда вытекают результаты, полученные В. Ф. Захарченко [28] и Ж. Коппелем. Результат спектрального приближения Вигнера получается из выражения (46), как частный случай при $\xi = \gamma$, когда $\beta = 1$, $\kappa = 2h/\xi$.

Распределение (46) достигает максимума по истечении промежутка времени $t_0(u)$ называемого временем собственно замедления.

Приближение Вигнера правильно определяет положение максимума временного распределения и удовлетворительно описывает увеличение плотности потока замедленных нейтронов при малых временах. Однако при временах, превышающих время собственного замедления $t_0(u)$, приближение Вигнера не со-

ласуется с имеющимися экспериментальными данными, предсказывая значительно более сильное затухание импульса замедленных нейтронов в среде, чем это бывает в действительности. Причиной такого расхождения является неучет влияния неасимптотических отклонений функции Плачека.

Энергетически-временное распределение нейтронов практически не зависит от начальной энергии нейтронов и определяется характеристиками взаимодействия их со средой при фиксированной конечной энергии. Это значит, в частности, что энергетический спектр источника и неупругое рассеяние фактически не влияют на временное распределение замедленных нейтронов¹.

На рис. 20 сопоставлены временные распределения плотности замедления $q_0(t)$ нейтронов в кварцевом песчанике различной водонасыщенности, вычисленные методом Монте-Карло² с учетом энергетических зависимостей сечений взаимодействия, а также в спектральных приближениях Вигнера и Грюлингса — Гертцеля. Аналитический расчет в спектральном приближении Грюлингса — Гертцеля хорошо согласуется с результатами численных расчетов, тогда как приближение Вигнера дает удовлетворительный результат лишь в случае воды (напомним, что для чистого водорода оно совпадает с точным решением). То обстоятельство, что формулы, по которым производился расчет, получены в приближении постоянных сечений, а численные данные относятся к переменным сечениям, несколько не ухудшает согласия результатов. Это объясняется определяющим влиянием на временное распределение заключительной стадии замедления, на которой сечения взаимодействия изменяются с энергией нейтронов сравнительно слабо.

Поскольку методом Монте-Карло обычно вычисляется не плотность потока замедленных нейтронов, а функционал от него — плотность замедления, временные распределения на рис. 20 сравниваются в терминах плотности замедления. Рисунок иллюстрирует существенное различие временных распределений плотности замедления и плотности столкновений.

Одной из интересных особенностей кинетики замедления нейтронов является эффект так называемой фокусировки по энергии (более точно — монохроматизации спектра) в процессе замедления, поскольку дисперсия $D[E(t)]$ энергетического распределения нейтронов со временем изменяется по закону

$$D[E(t)] \sim \xi t^{-1},$$

¹ Влияние неупругого рассеяния проявляется в уменьшении времени замедления и увеличении дисперсии импульса замедленных нейтронов. Но это влияние настолько слабо, что им практически можно пренебречь (для надтепловых нейтронов).

² Расчеты выполнены Б. Е. Лухминским и А. И. Пшеничнюком.

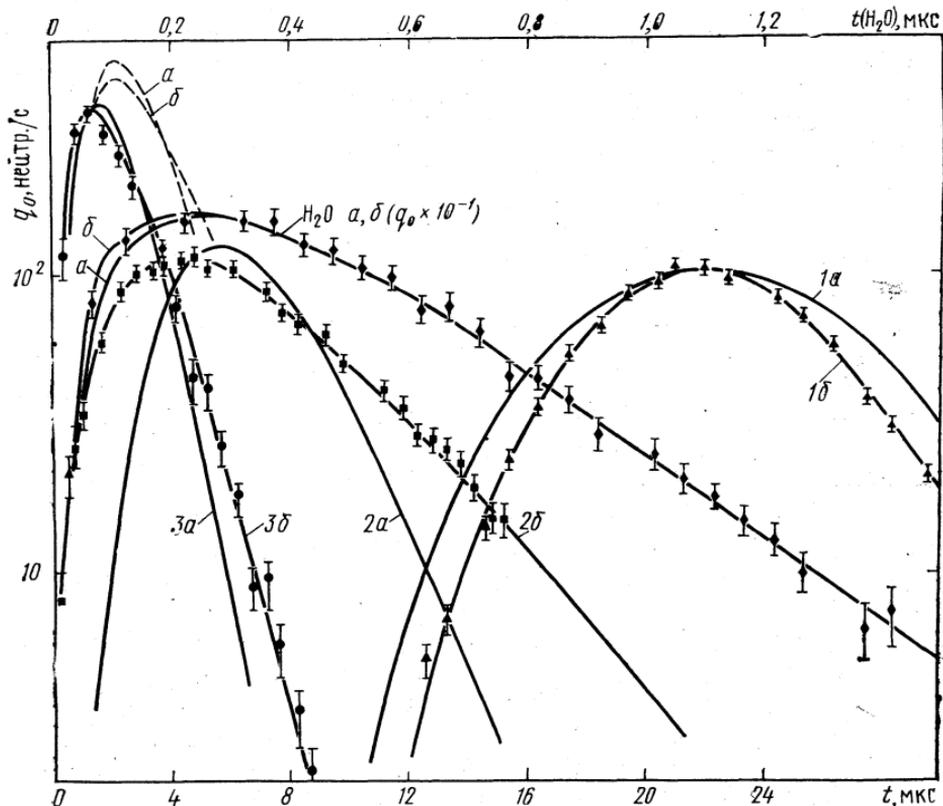


Рис. 20. Временная зависимость плотности замедления нейтронов с энергией 5 эВ от импульсного источника $E_0=14$ МэВ для воды и кварцевого песчаника, не содержащего водорода, с $m=0$ (1), с $m=5\%$ (2), с $m=20\%$ (3). Сопоставление результатов расчетов по методу Монте-Карло (точки) с расчетами в спектральных приближениях Вигнера (а) и Грюлингга — Гертцеля (б). Пунктирные кривые соответствуют плотности столкновений

т. е. резко уменьшается со временем, причем в каждый фиксированный момент она тем меньше, чем меньше среднее изменение летаргии нейтронов в среде. Эта закономерность, наиболее сильно проявляющаяся в тяжелых средах, существенно используется в спектрометрах по времени замедления нейтронов и в спектрально-резонансном анализе вещества [14].

2.7. ВРЕМЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ И ЕГО ДИСПЕРСИЯ

Время замедления нейтронов и его дисперсия — важнейшие характеристики процесса нестационарного замедления нейтронов в веществе.

Полное время замедления нейтронов $t_s(u)$ определяется следующим образом:

$$t_s(u) = \int_0^{\infty} t \Phi_0(t, u) dt \Big/ \int_0^{\infty} \Phi_0(t, u) dt,$$

где $\Phi_0(t, u)$ — энергетически-временное распределение замедленных нейтронов от начального импульса высокой энергии, инжектированного в среду.

Выражение для времени замедления имеет следующий вид:

$$t_s(u) = \tau(0) + t_0(u) + \tau(u)/\beta. \quad (47)$$

Все три слагаемых в этой формуле имеют ясный физический смысл. Первый член $\tau(0)$ есть время свободного пробега при начальной энергии ($u=0$) до первого столкновения в среде, которым начинается процесс замедления. Величина τ/β соответствует промежутку времени, в течение которого нейтрон, сохраняя заданное значение конечной энергии, движется в среде, пока последующее столкновение не выведет его из рассматриваемого энергетического интервала. Величина

$$t_0(u) = \frac{1}{2} \int_0^u \frac{v}{\beta} \tau(u') du'. \quad (48)$$

Интеграл в (48) может быть вычислен аналитически. Это возможно благодаря экспоненциальному росту с летаргией времени свободного пробега

$$\tau(u) = \frac{\lambda(u)}{v_0} e^{u/2},$$

вследствие чего основной вклад в величину интеграла дает окрестность верхнего предела. Поэтому все функции, слабо изменяющиеся с летаргией (по сравнению с экспонентой), могут быть вынесены за знак интеграла со значением в верхнем пределе:

$$t_0(u) = \frac{v}{\beta} \tau(u) [1 + 0(e^{-u/2})], \quad (48')$$

так что

$$t_s(u) = \frac{v+1}{\beta} \tau(u).$$

Среды, для которых $\xi(u) \ll 1$ (исключение составляют среды с высоким водородосодержанием), характеризуются совпадением полного времени замедления с временем собственно замедления. Рисунок 21 иллюстрирует высокую точность, с которой расчетные значения времени собственно замедления согласуются с экспериментально измеренными величинами (по данным многих исследователей).

Из выражений (48) и (48') вытекает, что время замедления при $u \gg 1$ зависит лишь от конечной энергии нейтронов, следовательно, временное распределение замедленных нейтронов определяется заключительной стадией процесса замедления и позволяет получать полезную информацию о взаимодействии с ве-

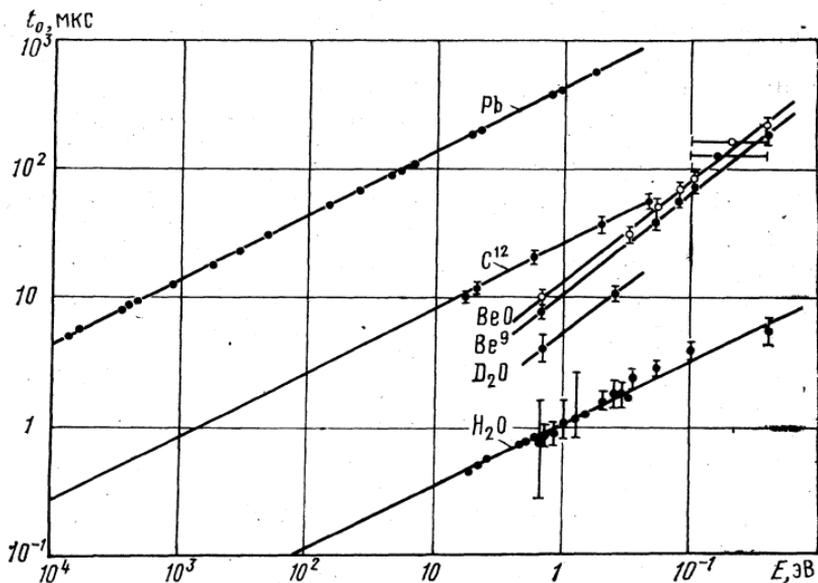


Рис. 21. Зависимость времени собственно замедления от энергии нейтронов в некоторых веществах.

Экспериментальные данные различных исследователей: ^{12}C — Ж. Коппеля и др., А. Такахаша и К. Сумиты; Pb — А. И. Исакова; H_2O — М. Крауха, Дж. де Юрена, А. Накаямы, А. Шуклы и А. Волтнера, Е. Мёллера и Н. Шостранда; ^9Be и BeO — И. Ф. Жежеруна

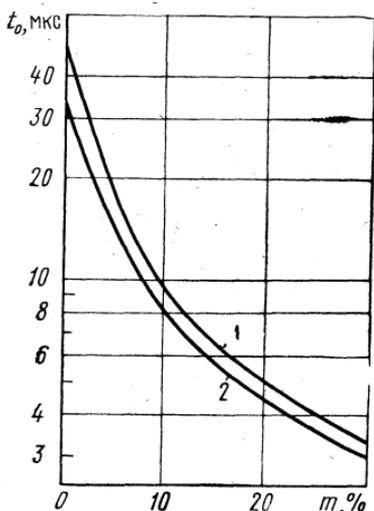


Рис. 22. Зависимость времени замедления нейтронов до энергии индиевого резонанса (1,46 эВ) в песчанике (1) и известняке (2) от m

ществом не только надтепловых, но и тепловых нейтронов. Хотя в области тепловых энергий расчеты с использованием формулы (9) для среднего изменения летаргии ξ неправомерны¹, в случае воды расчетные значения $t_0(E)$ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, величина замедляющей способности воды не изменяется при переходе от надтепловых энергий к тепловым.

На рис. 22 приведена зависимость от водородосодержания

¹ В связи с тем, что неправомерно распространение закона рассеяния надтепловых нейтронов в область тепловых энергий.

времени замедления надтепловых нейтронов в песчанике и известняке.

Дисперсия времени замедления определяется выражением (приближение Грюлинга — Гертцеля)

$$D[t(u)] = \tau^2(0) + \int_0^u \frac{v}{\beta^2} \tau^2(u') du' + \frac{\tau^2(u)}{\beta^2}. \quad (49)$$

Вычисляя выступающий интеграл аналогично (48) и пренебрегая поправкой за первый пробег, находим

$$D[t(u)] = \frac{v+1}{\beta^2} \tau^2(u). \quad (49')$$

Времена замедления, вычисленные в приближениях Вигнера и Грюлинга — Гертцеля, отличаются не более чем на 15%. В тех же приближениях величины дисперсий различаются более чем в два раза, причем они изменяются качественно различно при изменении водородосодержания замедлителя (рис. 23). Величина дисперсии в приближении Вигнера монотонно убывает с ростом m , а в приближении Грюлинга — Гертцеля сначала растет и достигает максимума при $m \approx 0,03\%$, после чего убывает, сохраняя заметное различие с вигнеровским значением во всем диапазоне $m \leq 40\%$ (это различие обусловлено неасимптотическим поведением функции Плачека). Таким образом, при количественных оценках нестационарного замедления нейтронов в горных породах приближением Вигнера пользоваться нельзя.

2.8. ОБОБЩЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

С увеличением энергии нейтронов величина полного сечения взаимодействия, как правило, уменьшается (длина свободного пробега увеличивается), поэтому расстояния, на которые нейтроны удаляются от источника в процессе замедления, определяются преимущественно первыми столкновениями, пока еще энергия нейтронов достаточно велика и они имеют большую длину свободного пробега. В последующих столкновениях смещение становится все меньше и меньше. Поскольку сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода особенно сильно зависит от энергии нейтронов, в водородсодержащих веществах плотность столкновений нейтронов при энергиях, близких к начальной, определяется в основном эффектами взаимодействия с более тяжелыми ядрами. При меньших энергиях становится существенным рассеяние на ядрах водорода. Это объясняется помимо характера энергетической зависимости сечений также тем, что первые столкновения с протонами приводят к равномерному распределению нейтронов по энергии практически вплоть до нуля (тепловое движение ядер здесь можно не учи-

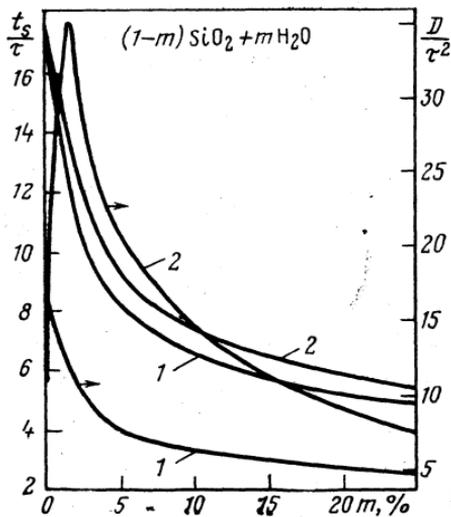


Рис. 23. Время замедления нейтронов и его дисперсия как функция объемной влажности кварцевого песчаника.

Результаты расчетов в приближениях Вигнера (1) и Грюлингга-Гертеля (2)

Наиболее общей и, пожалуй, интересной физической закономерностью кинетики замедления нейтронов является свойство мультипликативности (43). Впервые это свойство было отмечено М. В. Казарновским [33] для тяжелого моноэлементного замедлителя. Можно показать, что мультипликативность строго выполняется для сред произвольного состава в границах применимости возрастного приближения, т. е. для практически интересных расстояний — для сред с малым водородосодержанием. На больших расстояниях в средах с высоким водородосодержанием стационарное пространственно-энергетическое распределение нейтронов определяется первыми пробегами — начальным этапом замедления. Временное распределение замедленных нейтронов определяется заключительным этапом замедления (время свободного пробега растет с уменьшением энергии нейтронов), поэтому можно полагать, что в общем случае нестационарного режима пространственное и временное распределения формируются независимо (после некоторого числа столкновений) и в средах с высоким водородосодержанием. В этом случае область применимости (43) должна быть достаточно широкой для практического использования свойства мультипликативности. Результаты расчетов по методу Монте-Карло для сред различного состава (В. А. Велижанин) полностью подтвердили это [91].

По характеру спектров нейтронов, формирующихся в процессе замедления в различных средах, последние можно разделить

тывать).

Напротив, первые столкновения с тяжелыми ядрами вызывают относительно малые изменения энергии нейтронов и, следовательно, влияют на их пространственное распределение главным образом вследствие неупругого рассеяния лишь при энергии, близкой к начальной.

Таким образом, при использовании нейтронных источников с «жесткими» спектрами коэффициент дифференциации показатель по водородосодержанию будет меньше, чем при использовании источников с «мягкими» спектрами типа ^{252}Cf или Po-B . Для последних выигрыш в чувствительности к изменению водородосодержания достигается как в однородных средах, так и в системе скважина — пласт.

на три группы [75]: 1) среды с высоким водородосодержанием; 2) «резонансные» замедлители — среды, характеризующиеся резонансной структурой сечений взаимодействия; 3) «тяжелые» замедлители — среды с высоким содержанием тяжелых элементов, для которых основным механизмом замедления нейтронов является неупругое рассеяние.

В средах с высоким водородосодержанием спектр нейтронов определяется свойствами водорода. Сечение рассеяния нейтронов на водороде быстро растет с уменьшением энергии нейтронов, причем в одном столкновении нейтрон теряет в среднем половину своей энергии. В связи с этим на большие расстояния от источника могут проникнуть только нейтроны с относительно высокой энергией и малым сечением взаимодействия (велика длина свободного пробега). Это значит, что с увеличением расстояния спектр замедленных нейтронов обогащается нейтронами со все более высокой энергией, т. е. становится более жестким.

Если источник нейтронов полиэнергетический, то вклад различных участков его спектра в результирующую плотность потока нейтронов сильно изменяется с увеличением расстояния от источника: на малых расстояниях основной вклад дает «мягкая» часть спектра, а на больших расстояниях — «жесткая» часть спектра. Иными словами, с точки зрения пространственного распределения нейтронов на больших расстояниях полиэнергетический источник как бы вырождается в жесткий моноэнергетический (средняя энергия спектра «источника» с расстоянием растет, а дисперсия уменьшается).

В этом заключается *спектральный эффект полиэнергетического источника* (рис. 24). Этот эффект тесно связан с зависимостью сечения рассеяния от энергии нейтронов (можно сказать, порождается этой зависимостью) и наиболее заметно проявляется в водородсодержащих средах (особенно, в средах с высоким водородосодержанием), будучи характерным для любых сред, поскольку зависимость сечения рассеяния от энергии нейтронов наблюдается практически во всех средах [38].

В «резонансном» замедлителе в спектре нейтронов четко проявляется резонансная структура полного сечения, причем амплитуда нерегулярностей спектра заметно увеличивается с расстоянием (рис. 25, а). В интервале энергий $0,5 \leq E \leq 1$ МэВ наблюдается некоторое ужестчение спектра, а при $E \leq 0,5$ МэВ (сечения слабо зависят от энергии) спектр нейтронов подчиняется закону $1/E$.

В «тяжелом» замедлителе при энергиях, превышающих порог неупругого рассеяния E^* , основной механизм замедления — неупругое рассеяние, причем сечение этого процесса слабо зависит от энергии при $E > 3$ МэВ, но быстро убывает с уменьшением энергии нейтронов. В связи с этим на большие расстояния от источника могут проникать только нейтроны с $E < E^*$, т. е. с

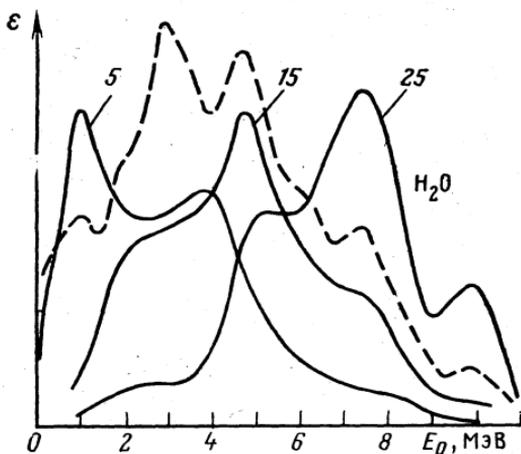
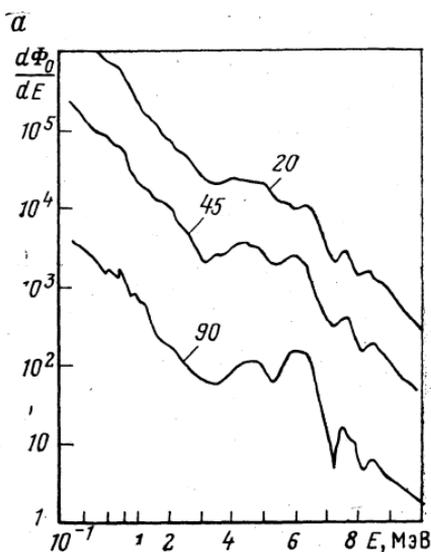


Рис. 24. Относительный вклад ϵ различных участков спектра Po—Be-источника в результирующую плотность столкновений индиевых нейтронов в воде на различных расстояниях от источника.

Спектр источника дан пунктирной линией. Шифр кривых — расстояние от источника в см



б

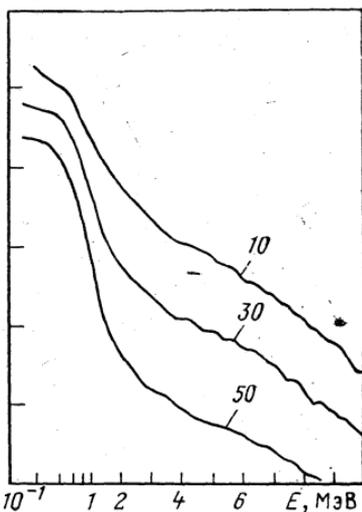


Рис. 25. Энергетические спектры нейтронов в «резонансном» замедлителе — графите (а) и в «тяжелом» замедлителе — титане (б) (по А. П. Веселкину, Ю. А. Егорову и др.).

Шифр кривых — расстояние от источника нейтронов в см

увеличением расстояния происходит смягчение спектра (рис. 25, б).

Горные породы относятся преимущественно к «резонансным» замедлителям. Для горных пород и природных сред в целом характерна высокая концентрация ядер кислорода (все соединения входят в них, как правило, в виде окислов), поэтому резонансная структура энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов на кислороде (см. рис. 10, а) определяет

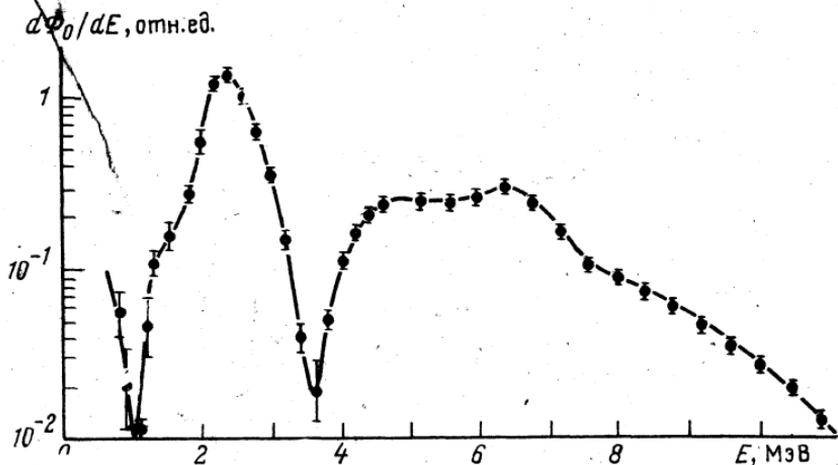


Рис. 26. Спектр нейтронов, прошедших через слой кварцевого песчаника массовой толщиной 90 г/см^2 (по К. Клиффорду)

характер изменения спектра быстрых нейтронов при прохождении их через горные породы и проявляется очень ярко (рис. 26). Присутствие ядер водорода обуславливает ужесточение спектра при сохранении его резонансной структуры, причем оба эффекта усиливаются с увеличением расстояния от источника.

Спектр замедленных нейтронов полиэнергетического источника сохраняет «отпечаток» первичного спектра источника. При простой форме энергетического спектра источника (например, спектр спонтанного деления ^{252}Cf) резонансная структура сечения кислорода проявляется в спектре замедления наиболее отчетливо. Если спектр источника имеет сложную форму (источники типа Po—Be , Pu—Be , Ra—Be), то тонкая структура спектра, обусловленная резонансным рассеянием, маскируется нерегулярностями первичного спектра. Вследствие определяющей роли кислорода спектр быстрых нейтронов в горных породах не является характеристическим.

Нейтронная спектрометрия горных пород с целью количественного определения концентрации резонансных поглотителей требует применения методики резонансных фильтров [83], нейтронных спектрометров с достаточно высоким разрешением (определяемым шириной основного резонанса поглощения) либо использования эффекта «фокусировки» нейтронного импульса [14].

3. ВОЗРАСТ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Возраст нейтронов является важнейшей характеристикой пространственно-энергетического распределения замедленных нейтронов в веществе. Существенное практическое значение, которое имеет возраст нейтронов, обусловлено возможностью использования его как характеристики влияния на распределение нейтронов в горных породах, изменения их химического состава, содержания воды, нефти и газа, возможностью оценки глубинности исследования горных пород (а также определения размеров моделей пластов, исключая влияние краевых эффектов). Этот параметр играет важную роль при решении разнообразных задач, возникающих при использовании нейтронных полей в промышленности и геофизике (см. гл. 6).

Возраст нейтронов — один из немногих параметров в теории замедления нейтронов, который может быть вычислен строго в аналитической форме. Как параметр, характеризующий нейтронные свойства среды, возраст нейтронов входит в приближенные дифференциальные уравнения, позволяющие изучать (аналитическими и численными методами) влияние изменения состава и свойств вещества и условий измерения на показания детектора.

Знание этого параметра дает возможность конструировать простые аппроксимирующие формулы для описания пространственного распределения замедленных нейтронов.

В отличие от времени замедления нейтронов, которое может быть измерено непосредственно в эксперименте (по гамма-излучению резонансного поглощения), возраст нейтронов вычисляется по измеренному в однородной (или квазиоднородной) среде пространственному распределению замедленных нейтронов.

3.1. ВОЗРАСТ НЕЙТРОНОВ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

Возраст $\tau_s(E_0, E)$ нейтронов с энергией E моноэнергетического источника с энергией E_0 определяется через средний квадрат расстояния $\bar{R}^2(E_0, E)$, пройденного нейтронами в бесконечной однородной среде заданного состава в процессе замедления от энергии E_0 до энергии E :

$$\tau_s(E_0, E) = \frac{1}{6} \bar{R}^2(E_0, E) = \frac{M_2(E_0, E)}{6M_0(E_0, E)}. \quad (50)$$

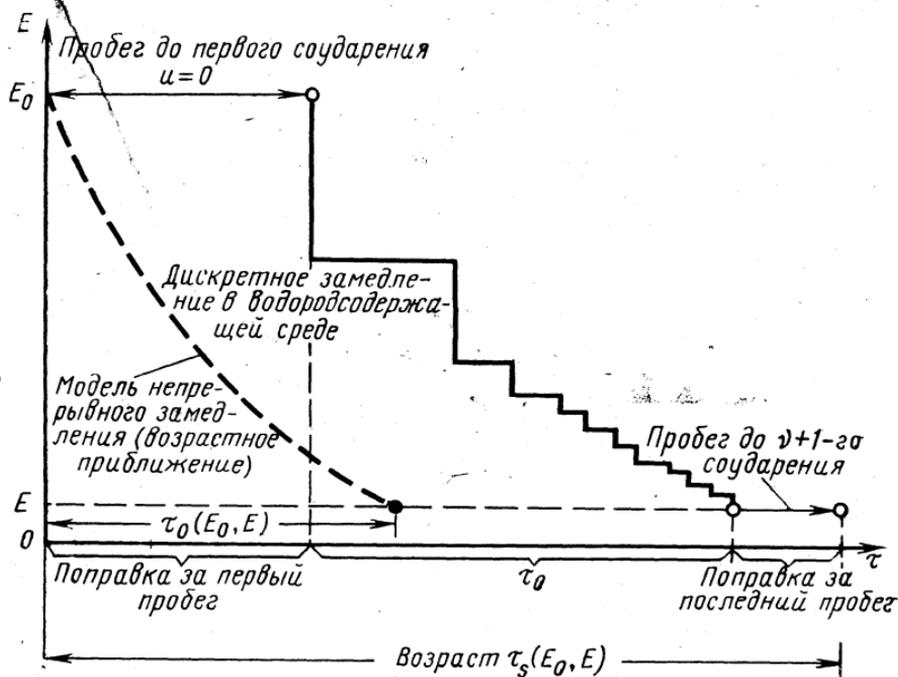


Рис. 27. Схема, поясняющая физический смысл формулы (51)

где M_2 и M_0 — второй и нулевой пространственные моменты функции пространственно-энергетического распределения нейтронов

$$M_n(E_0, E) = \int r^n \psi_0(r, E_0, E) dV, \quad n = 0; 2.$$

Величина τ_s имеет размерность площади. Из определения следует, что величина возраста не зависит от того, по какой функции распределения он вычисляется — по плотности нейтронов N , плотности столкновений ψ или плотности потока Φ .

В некоторых случаях вместо возраста нейтронов удобнее пользоваться производной от него величиной — длиной замедления

$$L_s(E_0, E) = \sqrt{\tau_s(E_0, E)}. \quad (50')$$

Ниже изложены (без вывода) результаты расчетов возраста нейтронов, основанные на решении уравнения переноса.

Формула для возраста нейтронов имеет следующую структуру (рис. 27):

$$\tau_s(E_0, E) = \frac{1}{3} \lambda_0^2(E_0) + \tau_0(E_0, E) + \overline{\Lambda^2(E)}. \quad (51)$$

Первое слагаемое соответствует среднему квадрату смещения первичного нейтрона, имеющего начальную энергию E_0 (это

так называемая поправка за первый пробег), второе слагаемое — среднему квадрату смещения нейтрона в процессе собственно замедления, третье — смещению нейтрона с заданной конечной энергией (так называемая поправка за последний пробег).

Приведем (без вывода) наиболее простые и удобные для расчета выражения, соответствующие спектральному приближению Вигнера:

$$\tau_0(u) = \frac{1}{3} \int_n^u \frac{h(u) \lambda^2(u')}{1 - h(u') \cos \gamma(u') \xi(u')} du'; \quad (51')$$

$$\bar{\Lambda}^2 = \frac{1}{3} \lambda(u) \lambda_{tr}(u). \quad (51'')$$

Здесь $h(u)$ — полная вероятность рассеяния; $\overline{\cos \gamma(u)}$ — средний косинус угла рассеяния; $\xi(u)$ — средняя логарифмическая потеря энергии в среде; λ_{tr} — транспортная длина свободного пробега.

В поглощающей среде возраст нейтронов убывает с увеличением полной вероятности поглощения. При этом влияние поглощения проявляется тем сильнее, чем больше величина среднего косинуса угла рассеяния, т. е. при усилении угловой анизотропии рассеяния.

Рассмотрим более подробно физический смысл отдельных слагаемых в формуле (51).

Вклад в величину возраста, обусловленный пробегом нейтронов до первого столкновения, легко вычислить непосредственно:

$$\frac{1}{6} \int r^2 \psi_0(r, E_0) dV = \frac{1}{6} \int r^2 \frac{e^{-r/\lambda_0}}{4\pi r^2 \lambda_0} 4\pi r^2 dr = \frac{1}{3} \lambda^2(E_0). \quad (52)$$

Поскольку источник «рассеивает» нейтроны изотропно, в выражение (51) входит полная, а не транспортная длина свободного пробега. Поправка за первый пробег не содержит характеристик замедляющих свойств среды, так как процесс собственно замедления начинается лишь после первого пробега (рассеяния).

С увеличением летаргии длина свободного пробега, как правило, убывает (особенно сильно в средах с высоким водосодержанием), поэтому вклад поправки за первый пробег в величину возраста может быть весьма существенным.

Второе слагаемое в формуле (51) обобщает фермиевский возраст нейтронов на случай поглощающих сред, а последнее слагаемое представляет собой вклад в величину полного возраста того расстояния, которое проходит нейтрон, замедленный

до заданной энергии, пока последнее столкновение с ядром не выведет его из рассматриваемого энергетического интервала. Поправка за последний пробег учитывает направленность движения нейтрона, унаследованную после последнего (анизотропного) рассеяния. Поправка за последний пробег значительно меньше поправки за первый пробег.

Если первый и последний члены выражения (51) обусловлены движением нейтронов без изменения энергии, то τ_0 — это возраст на этапе собственно замедления. Таким образом, существует принципиальное, а не просто количественное различие между полным возрастом нейтронов τ_s и фермиевским возрастом τ_0 (рис. 28).

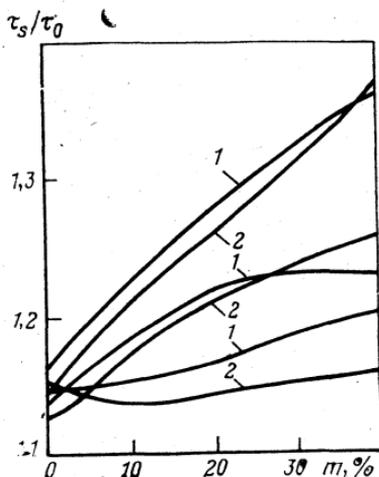


Рис. 28. Зависимость величины отношения полного возраста нейтронов к фермиевскому от объемной водонасыщенности известняка (1) и кварцевого песчаника (2) при различных начальных энергиях (шифр кривых — E_0 в МэВ)

3.2. ВОЗРАСТ НЕЙТРОНОВ ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

За исключением нейтронных генераторов на реакциях (d, d) и (d, T) все нейтронные источники, применяемые, в частности, при геофизических исследованиях, являются полиэнергетическими. В связи с этим при расчетах возраста нейтронов в веществе необходимо учитывать энергетический спектр применяемого источника, поскольку функции пространственного распределения нейтронов с различными начальными энергиями могут существенно различаться. Если измерения возраста нейтронов проводятся не с резонансными детекторами, а с индикаторами, обладающими энергетической эффективностью $\eta(E)$ (например, подчиняющейся закону $1/v$), то для сравнения с экспериментальными данными в расчетах необходимо учитывать конкретный вид функции $\eta(E)$.

Возраст нейтронов полиэнергетического источника

$$\tau_s^*(E) = \frac{M_2^*(E)}{6M_0^*(E)}, \quad (53)$$

где $M_2^*(E)$ и $M_0^*(E)$ — соответственно второй и нулевой пространственные моменты функции распределения $\psi_0^*(r, E)$ нейтронов полиэнергетического источника.

Плотность потока $\Phi_0^*(r, E)$ нейтронов с энергией E , регистрируемая на расстоянии r от источника детектором со спектральной эффективностью $\eta(E)$, определяется выражением

$$\Phi_0^*(r, E) = \int_0^\infty dE_0 g(E_0) \int_0^{E_0} \eta(E) \Phi_0(r, E_0, E) dE, \quad (54)$$

где $g(E_0)$ — спектральная весовая функция источника нейтронов.

Используя определения τ_s^* и Φ_0^* , можно показать, что в общем случае

$$\tau_s^*(E) = \frac{\int dE_0 g(E_0) \int \eta(E) \Phi_0(E_0, E) \tau_s(E_0, E) dE}{\int dE_0 g(E_0) \int \eta(E) \Phi_0(E_0, E) dE}, \quad (55)$$

где $\tau_s(E_0, E)$ — возраст нейтронов моноэнергетического источника с энергией E_0 . Если поглощением нейтронов в интервале замедления или по крайней мере в области определения спектра источника можно пренебречь, то спектр замедленных нейтронов не зависит от начальной энергии. Тогда $\Phi_0(E_0, E) \equiv \Phi_0(E)$, и выражение (55) упрощается:

$$\tau_s^*(E) = \frac{\int dE_0 g(E_0) \int \eta(E) \Phi_0(E) \tau_s(E_0, E) dE}{\int \eta(E) \Phi_0(E) dE}. \quad (55')$$

Если поглощением пренебречь нельзя, а детектор резонансный, т. е. регистрирует нейтроны строго определенной энергии E_r , то

$$\tau_s^*(E) = \frac{1}{P_a^*(E)} \int g(E_0) P_a(E_0, E) \tau_s(E_0, E) dE_0, \quad E = E_r. \quad (55'')$$

Здесь $P_a(E_0, E)$ — вероятность избежать поглощения при замедлении до энергии E нейтронов с начальной энергией E_0 ; $P_a^*(E)$ — то же, для нейтронов полиэнергетического источника [см. (37)].

Если поглощение отсутствует или им можно пренебречь, то

$$\tau_s^*(E) = \int g(E) \tau_s(E_0, E) dE_0, \quad E = E_r. \quad (55''')$$

Выступающие интегралы вычисляются по формуле (6). Например, вместо (55''') получаем

$$\tau_s^*(E) = \sum_{k=1}^n \tau_s(E_{0k}, E) \int_{E_{0k-1}-\varepsilon}^{E_{0k}+\varepsilon} g(E_0) dE_0 = \sum_{k=1}^n g_k \tau_s(E_{0k}, E).$$

Спектральные весовые функции основных полиэнергетических источников (Po—Be, Po—В, Ra—Be, Pu—Be, Ac—Be, ^{252}Cf , ^{235}U) приведены в табл. 3.

При обработке различных расчетных методик и систем ядерно-физических констант, отладке многогрупповых программ не-

3.3. СВЯЗЬ ВОЗРАСТА И ПЛОЩАДИ МИГРАЦИИ НЕЙТРОНОВ СО СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Изучение зависимости величин возраста и площади миграции нейтронов полиэнергетических источников от количественных характеристик их спектров позволяет радикально упростить расчеты этих параметров, приводит к принципу приближенного подобия и методу определения характеристик неизвестных спектров быстрых нейтронов, позволяет количественно оценить эффект самоэкранировки при неупругом замедлении в гетерогенных средах.

Вычисленные теоретически зависимости $\tau_s(E_0)$ для различных замедлителей в общем сравнительно просты (имеют параболическую форму). Пренебрегая тонкой структурой зависимости $\tau_s(E_0)$, обусловленной резонансами рассеяния, представим эту зависимость соответствующим разложением в окрестности некоторой спектральной линии E^0 :

$$\tau_s(E_0, E) = \tau^0(E) + \gamma_1(E)(E_0 - E^0) + \gamma_2(E)(E_0 - E^0)^2 + \dots, \quad (56)$$

где τ^0 — граничный возраст, соответствующий энергии E^0 . За исключением особо оговоренного случая под E^0 будем понимать нижнюю границу спектра (для альфа-нейтронных источников, например, можно принять $E^0 = 0,1$ МэВ).

Подставив (56) в (55''), получим

$$\tau_s^*(E) = \tau^0(E) + \gamma_1(E) \langle E_0 \rangle - E^0 + \gamma_2(E) \langle (E_0 - E^0)^2 \rangle + \dots, \quad (57)$$

где

$$\langle E_0^n \rangle = \frac{1}{P_a^*(E)} \int_0^{\infty} g(E_0) E_0 P_a(E_0^n, E) dE_0, \quad n = 1, 2. \quad (58)$$

Рассмотрим два источника с различными спектрами — A и B . Введем параметр $K_\tau(E)$ — возрастной модуль (спектра A относительно спектра B), определив его как

$$K_\tau(E) = \frac{\tau_A^*(E)}{\tau_B^*(E)}. \quad (59)$$

На основании формулы (57) [отклонением зависимости (56) от линейной пренебрегаем]

$$K_\tau(E) = \frac{\tau^0(E)}{\tau_B^*(E)} + \left[1 - \frac{\tau^0(E)}{\tau_B^*(E)} \right] K, \quad (60)$$

где

$$K = \frac{\langle E_0 \rangle_A - E^0}{\langle E_0 \rangle_B - E^0}. \quad (61)$$

Величину K назовем спектральным модулем (спектра A относительно спектра B). Это относительная количественная характеристика спектров двух источников, определяемая расположением нижних границ спектров и их средними энергиями.

Итак, зная возраст $\tau_B(E)$ нейтронов спектра B , величину $\tau^\circ(E)$ и спектральный модуль K , можно получить величину возраста $\tau_A(E)$.

Важно отметить, что моноэнергетический возраст $\tau^\circ(E)$ может быть вычислен всегда с высокой точностью, поскольку при $E < E_0 \approx 0,1$ МэВ неупругого рассеяния и дифракции нейтронов не происходит. Кроме того, в этой области энергий сечения рассеяния нейтронов ядрами многих элементов или постоянны, или слабо зависят от энергии нейтронов.

Аналогично возрасту вычисляется площадь миграции тепловых нейтронов M_A^2 от источника быстрых нейтронов со спектром A по известной величине площади миграции M_B^2 нейтронов источника со спектром B :

$$M_A^2 = M_0^2 + (M_B^2 - M_0^2) K.$$

В последнем выражении K , как и ранее, — спектральный модуль, а M_0^2 — площадь миграции нейтронов моноэнергетического источника с энергией E° . При выводе этой формулы использована лишь аддитивность площади миграции тепловых нейтронов относительно вторых пространственных моментов функции распределения нейтронов в процессах замедления до тепловых энергий и диффузии до поглощения.

Для довольно широкого класса замедлителей — сред с высоким водосодержанием (вода, нефть, полифенилы и т. д.) при $E \ll E^\circ$ справедливо неравенство

$$\tau^\circ(E) \ll \tau^*(E).$$

В этом случае выражение (60) упрощается

$$K_\tau(E) = K = \text{const}, \quad (62)$$

т. е. возрастной модуль совпадает со спектральным и, следовательно, его величина не зависит ни от изотопного состава замедлителя, ни от конечной энергии нейтронов. Если при этом выполняется неравенство $L_d^2 \ll \tau^*(E)$ (при достаточно сильном поглощении), где L_d — длина диффузии, то модуль миграции, очевидно, также не зависит от состава замедлителя и совпадает со спектральным модулем.

Для полиэнергетических (α, n)-источников, для которых $E^\circ = 0,1$ МэВ, справедливо неравенство $E^\circ \ll E_0$, так что спект-

ральный модуль равен просто отношению средних энергий спектров¹:

$$K = \frac{\langle E_0 \rangle_A}{\langle E_0 \rangle_B}.$$

Отметим, что нижняя граница спектра Ро—В-источника несколько смещена в сторону более высоких энергий (и зависит от соотношения изотопных концентраций $^{10}\text{B}/^{11}\text{B}$).

Анализ экспериментальных данных, а также теоретический расчет возраста нейтронов для полиэнергетических источников радикально упрощаются, если по величине возраста спектра источника может быть эффективно монохроматизирован, т. е. заменен некоторой спектральной линией (моноэнергетическим источником).

Из выражения (57) следует, что разность

$$\tau^*(E) - \tau(E^0, E) = \gamma_1(E) (\langle E_0 \rangle - E^0) + \gamma_2(E) \langle (E_0 - E^0)^2 \rangle$$

минимизируется спектральной линией E^0 , совпадающей со средней энергией спектра источника $\langle E_0 \rangle$:

$$\min_{(E_0)} [\tau^*(E) - \tau(\langle E_0 \rangle, E)] = \gamma_2(E) D[E_0], \quad (63)$$

где $D[E_0]$ — дисперсия спектра (3).

С уменьшением замедляющей способности среды относительный вклад поправки за первый пробег в величину полного возраста нейтронов (которая существенно зависит от нормальной энергии нейтронов) быстро уменьшается, поэтому зависимость полного возраста нейтронов от их начальной энергии определяется лишь фермиевским возрастом $\tau_0(E_0, E)$. Однако эта зависимость очень слаба (логарифмическая), и для сред с малой замедляющей способностью

$$\gamma_2(E) = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\tau}{dE_0^2} \right)_{E_0=\langle E_0 \rangle} \ll 1.$$

Таким образом, получаем

$$\tau^*(E) \approx \tau(\langle E_0 \rangle, E), \quad (64)$$

т. е. возраст нейтронов полиэнергетического источника равен возрасту нейтронов моноэнергетического источника с энергией E_0 , совпадающей со средней энергией (58), зависящей от состава и водородосодержания среды.

Интересным и практически важным является тот факт, что для водородсодержащих сред (без сильных неупругих замедлителей) равенство (64) выполняется также с весьма малой погрешностью, значительно меньшей погрешности измерений. Используя для воды величину $\gamma_2 = 0,16$, полученную по результа-

¹ Для сред с высоким водосодержанием $P_a \approx 1$.

Спектральные и возрастные модули нейтронных источников для сред с высоким водородосодержанием

Источник	$\langle E_0 \rangle$, МэВ	τ_s^* (эксперим.), см ²		K	$K\tau$	
		H ₂ O	C ₁₂ H ₁₀		H ₂ O	C ₁₂ H ₁₀
²³⁵ U	2,03	27,4 ± 1,1**	52,1 ± 2,4	1,00	1,00	1,00
Po—Be	4,35	56,6 ± 1,7*	102,3 ± 3,5	2,14	2,07 ± 0,15	1,96 ± 0,18
Ra—Be	3,63	48,7 ± 2	Нет данных	1,79	1,78 ± 0,15	Нет данных
Pu—Be	4,07	52,8 ± 2,5	»	2,00	1,94 ± 0,17	»
Po—B	3,07	39,7 ± 1,2	»	1,51	1,45 ± 0,10	»

* Среднее по экспериментальным данным.

** Среднее по экспериментальным данным, в которые введены поправки за толщину конвертера.

там расчета зависимости $\tau(E_0)$ методом Монте-Карло, легко определить, что для спектра деления ²³⁵U равенство (64) выполняется с погрешностью всего лишь 0,2 см², для Po—Be-источника — 0,5 см², или менее 1 % от измеряемой величины.

Наибольшее число измерений возраста нейтронов для источников различных спектров проведено в средах с высоким водородосодержанием, поэтому проверить полученные соотношения целесообразно в первую очередь именно для этих замедлителей. Сравнение приведенных в табл. 7 спектральных и возрастных модулей относительно спектра деления для воды и дифенила (C₁₂H₁₀) показывает, что соотношение (62) выполняется с вполне удовлетворительной точностью. По разрозненным экспериментальным данным, используя вычисленные значения спектральных модулей полиэнергетических источников относительно спектра нейтронов деления ²³⁵U, легко определить, например, возраст нейтронов в различных ограниченных замедлителях.

Для сред, не содержащих водорода, величина граничного возраста τ^0 сравнима с величиной τ^* . В этом случае для пересчета τ^* с одного спектра на другой необходимо пользоваться выражением (60). Для сравнения расчетных и экспериментальных величин τ^* выбраны не содержащие водорода замедлители бериллий и графит, по которым имеется наибольшее число измерений. Результаты расчета и экспериментальные данные для этих сред, а также для окиси бериллия и тяжелой воды сопоставлены в табл. 8.

Анализ расчетных и экспериментальных данных показывает, что с понижением замедляющей способности среды различие между значениями возраста нейтронов для источников с различными спектрами уменьшается. В табл. 9 приведены эксперимен-

Возраст индиевых нейтронов в бериллии (Be), окиси бериллия (BeO), тяжелой воде (D₂O) и графите (¹²C) (см²)

Источник	Эксперимент Be	Расчет Be $\tau^0=37,16 \text{ см}^2$	Эксперимент BeO	Расчет BeO $\tau^0=54,71 \text{ см}^2$
²³⁵ U	82,6±1,9	82,6±1,9*	93,3±2,5	93,3±2,5*
Po—Be	Нет данных	134,2±4,0	Нет данных	137,2±5,4
Ra—Be	120±23	118,5±3,4	»	123,8±4,5
Pu—Be	Нет данных	128,0±3,8	»	131,9±5,0
Po—B	95±11	105,7±2,9	»	112,9±3,8

Продолжение табл. 8

Источник	Эксперимент D ₂ O	Расчет D ₂ O $\tau^0=72,1 \text{ см}^2$	Эксперимент ¹² C	Расчет ¹² C $\tau^0=220 \text{ см}^2$
²³⁵ U	109±3	107,5±1,4	311±2,0	311±2,0*
Po—Be	148±3	148±3	414±5,0	413±2,6
Ra—Be	Нет данных	137±2	Нет данных	382±3,6
Pu—Be	»	143±3	»	400±4,0
Po—B	»	125,6±2	»	357±3,0

* Экспериментальная величина, по которой прои зводился пересчет для источников с другими спектрами.

Таблица 9

Возраст индиевых нейтронов τ_s^* различных полиэнергетических источников в одмордных замедлителях (см²)

Замедлитель	$\tau^0, \text{ см}^2$	Источник нейтронов		
		²³⁵ U	²⁵² Cf	Po—Be
H ₂ O	5,3	27,4±1,1*	28,1±1,1	58,6±2,4
C ₁₂ H ₁₀	12,7	54,6±1,6	55,9±1,6	102,3±3,5
C ₁₅ H ₁₆	10,9	43,2±1,8*	44,2±1,8	80,0±3,9
C ₁₂ H ₁₀ O _{0,732}	5,7	65,0±1,9	66,8±2,0	121,4±4,1*
CH ₂	5,2	23,0±1,0*	23,5±1,0	49,2±2,2
¹² C	220,6	311±2,0	313,7±2,0	413±4,3
⁹ Be	37,1	82,6±1,9*	84,0±2,0	134,2±4,0
BeO	54,7	93,3±2,5*	94,5±2,5	137,2±5,4
D ₂ O	75,0	109,3±1,4*	110,3±1,5	148±3
Нефть	5,3	29,9	30,6	59,3

* Среднее по экспериментальным данным, различных авторов, использованное в расчете.

Замедлитель	τ° , см ²	Источник нейтронов		
		Ra—Be	Pu—Be	Po—B
H ₂ O	5,3	49,0±2,0	54,8±2,2	41,3±1,8
C ₁₂ H ₁₀	12,7	87,7±2,9	96,6±3,3	76,0±2,5
C ₁₅ H ₁₆	10,9	68,7±3,2	75,5±3,6	59,6±2,7
C ₁₂ H ₁₀ O _{0,732}	5,7	103,7±3,4	114,4±3,9	90,0±3,0
CH ₂	5,2	41,2±1,8	46,0±2	37,4±1,5
¹² C	220,6	382±3,6	400±4,0	357±3
⁹ Be	37,1	118,5±3,4	128,0±3,8	105,7±3
BeO	54,7	123,8±4,5	131,9±5	113,0±3,8
D ₂ O	75,0	137±2	143±3	125,6±2
Нефть	5,3	50,0	55,4	44,1

тальные и расчетные данные о возрасте нейтронов в наиболее изученных замедлителях.

Из соотношения (62) вытекает надежный и простой способ определения средней энергии неизвестного спектра быстрых нейтронов по известным измеренным величинам возраста нейтронов τ_x^* в среде с высоким водородосодержанием¹. Способ основан на сравнении этих значений с величиной возраста τ^* нейтронов известного спектра (т. е. с известной средней энергией $\langle E_0 \rangle$ (рис. 29).

В этом случае средняя энергия неизвестного спектра

$$\langle E_0 \rangle_x = \langle E_0 \rangle (\tau_x^* / \tau^*). \quad (65)$$

В качестве примера рассмотрим радоновые источники нейтронов, значения средних энергий спектров которых неизвестны. По приближенной методике они определялись в связи с изучением естественного нейтронного излучения горных пород и минералов в результате (α, n)-реакции (Г. В. Горшковым, М. А. Бакком и др.), которые измерили возраст нейтронов в воде. По этим данным, а также по величине возраста нейтронов спектра деления, измеренной с высокой точностью, по формуле (65) вычислены $\langle E_0 \rangle$ радоновых источников (с учетом возможной погрешности измерения возраста). Соответствующие данные приведены в табл. 10.

Описанный способ определения средней энергии может быть применен для изучения трансформации (смягчения) спектра

¹ Выше было показано, что с уменьшением замедляющей способности вещества различие между значениями возрастов нейтронов для источников с разными спектрами уменьшается.

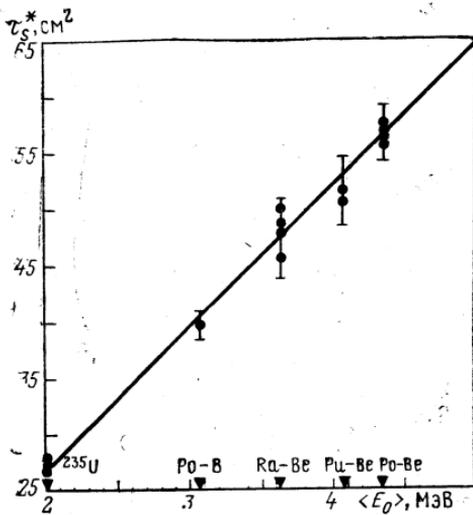


Рис. 29. Возраст индиевых нейтронов в воде для различных полиэнергетических источников как функция средней энергии их спектров (сводка экспериментальных результатов многих авторов)

быстрых нейтронов источника, окруженного слоями различных (например металлических) фильтров.

Рассмотренные до сих пор вещества характеризуются малыми сечениями неупругого рассеяния и высокой однородностью. В отличие от них металло-водные смеси представляют собой сильные неупругие замедлители. Изучение особенностей замедления нейтронов в этих средах интересно с точки зрения применения нейтронных методов для исследования железных и полиметаллических руд, характеризующихся значительным водородосодержанием. Кроме того, при наличии металлического корпуса прибора в обсаженной скважине, заполненной водой, образу-

ется металло-водная смесь с ярко выраженной гетерогенностью.

На рис. 30 показаны экспериментальные зависимости возраста индиевых нейтронов от металло-водного отношения ω в смеси железо — вода для различных полиэнергетических источников. Для источника с наиболее жестким спектром (Po—Be) зависимость $\tau^*(\omega)$, соответствующая стержням минимального диаметра, характеризуется наличием отчетливого минимума. Это случай микрогетерогенной среды, в которой наименее выражен эффект самоэкранировки при неупругом рассеянии. Для спектров нейтронов деления и Po—В-источника, имеющих от-

Таблица 10

Средние энергии спектров радоновых источников

Источник	τ_s^* , см ²	$\langle E_0 \rangle^*$, МэВ	$\langle E_0 \rangle$, МэВ
Rn+Be	58,2	4,7	4,6 ± 0,2
Rn+B	49,5	3,4	3,9 ± 0,1
Rn+C	41,2	2,9	3,18 ± 0,15
Rn+C	40,0	2,6	3,10 ± 0,15
Rn+F	37,8	2,3	2,9 ± 0,15
Rn+Mg	48,0	3,6	3,75 ± 0,15
Rn+Al	36,0	2,0	2,77 ± 0,15

* По данным Г. В. Горшкова, М. А. Бака и др.

τ_s, CM^2

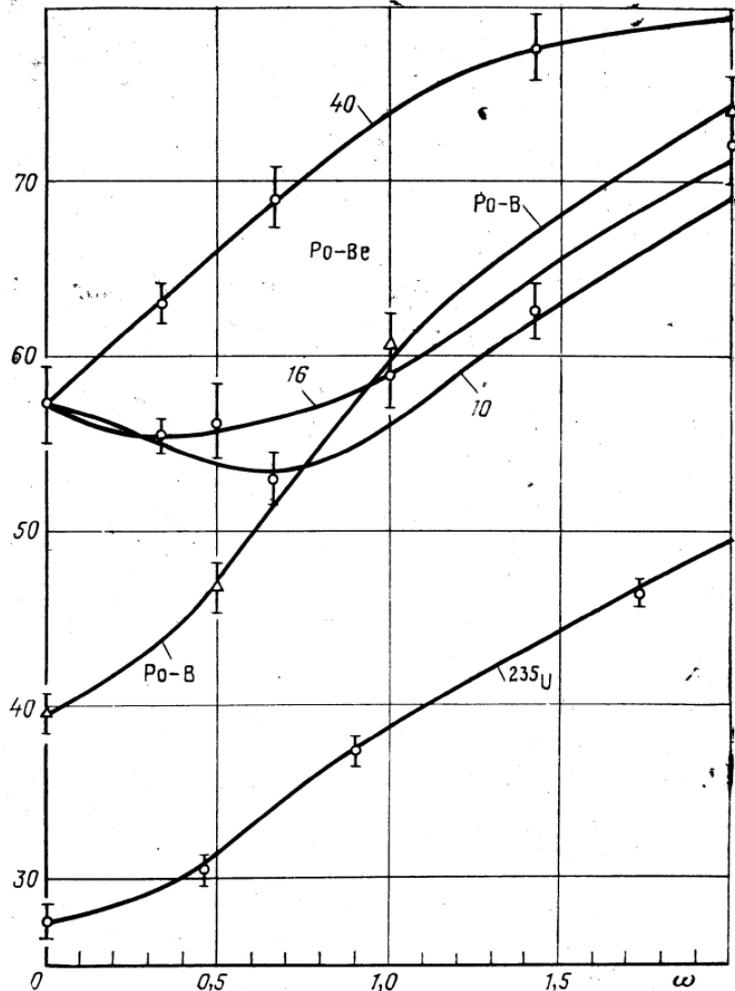


Рис. 30. Зависимость возраста нейтронов различных источников от величины металло-водного отношения в смеси железо—вода.
По экспериментальным данным Л. Н. Юровой, Р. Пашелла, М. Рейера и др.
Шифр кривых — диаметр железных стержней в мм

носителю малую дисперсию и значительно более мягких, чем спектр Po—Be-источника, соответствующие зависимости минимума не имеют. Таким образом, микрогетерогенная металло-водная смесь является более сильным замедлителем, чем макрогетерогенная, и даже более сильным замедлителем, чем вода.

3.4. ПРИБЛИЖЕННОЕ ПОДОБИЕ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ, ОБРАЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКАМИ С РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАМИ

В ядерной геофизике приходится исследовать пространственно-энергетическое распределение нейтронов в замедляющих средах от стационарных полиэнергетических источников с различ-

ными спектрами. Получаемые при этом функции распределения нейтронов столь различны, что не возникало мысли о наличии между ними каких-то связей, которые позволили бы по функции распределения нейтронов от источника с одним спектром построить функцию распределения для источника с другим спектром.

Выше, однако, было показано, что вторые пространственные моменты функций распределения надтепловых и тепловых нейтронов связаны со спектральными модулями полиэнергетических источников. Это позволяет по результатам эксперимента (или теоретического расчета) для некоторого конкретного спектра вычислить аналогичные нейтронные характеристики для нейтронных полей, образованных источниками с отличными спектрами. Поскольку существует связь между пространственными моментами функций распределения замедленных нейтронов для источников с различными энергетическими спектрами, очевидно, должна существовать определенная связь и непосредственно между функциями пространственного распределения.

Пространственное распределение нейтронов полиэнергетических источников в различных средах можно аппроксимировать формулой (26), которая справедлива в практически важной пространственной области — на средних и больших расстояниях от источника (но неприменима на малых расстояниях в области применимости возрастного приближения).

Возраст $\tau_A^*(E)$ нейтронов источника со спектром A связан с возрастом $\tau_B^*(E)$ нейтронов источника со спектром B соотношением (59), откуда

$$\tau_A^*(E) = K_\tau(E) \tau_B^*(E).$$

Подставив это соотношение в (26), получим

$$\Phi_A^*(r, E) = [K_\tau(E)]^{-3/2} \Phi_B^*[r \sqrt{K_\tau(E)}, E]. \quad (66)$$

Аналогичное соотношение устанавливается в рамках возрастного приближения, справедливого на малых расстояниях (если пренебречь незначительным отличием возрастных модулей, определяемых по фермиевскому и полному возрасту нейтронов). Следовательно, соотношение (66) справедливо на любых расстояниях от источника.

Таким образом, существует весьма простое преобразование подобия, позволяющее параллельным переносом оси ординат (логарифмическая шкала) и сжатием или растяжением оси абсцисс (линейная шкала) трансформировать кривую пространственного распределения нейтронов источника со спектром A в кривую пространственного распределения нейтронов источника со спектром B (и обратно).

На рис. 31 приведены полученные экспериментально пространственные распределения индиевых нейтронов источника

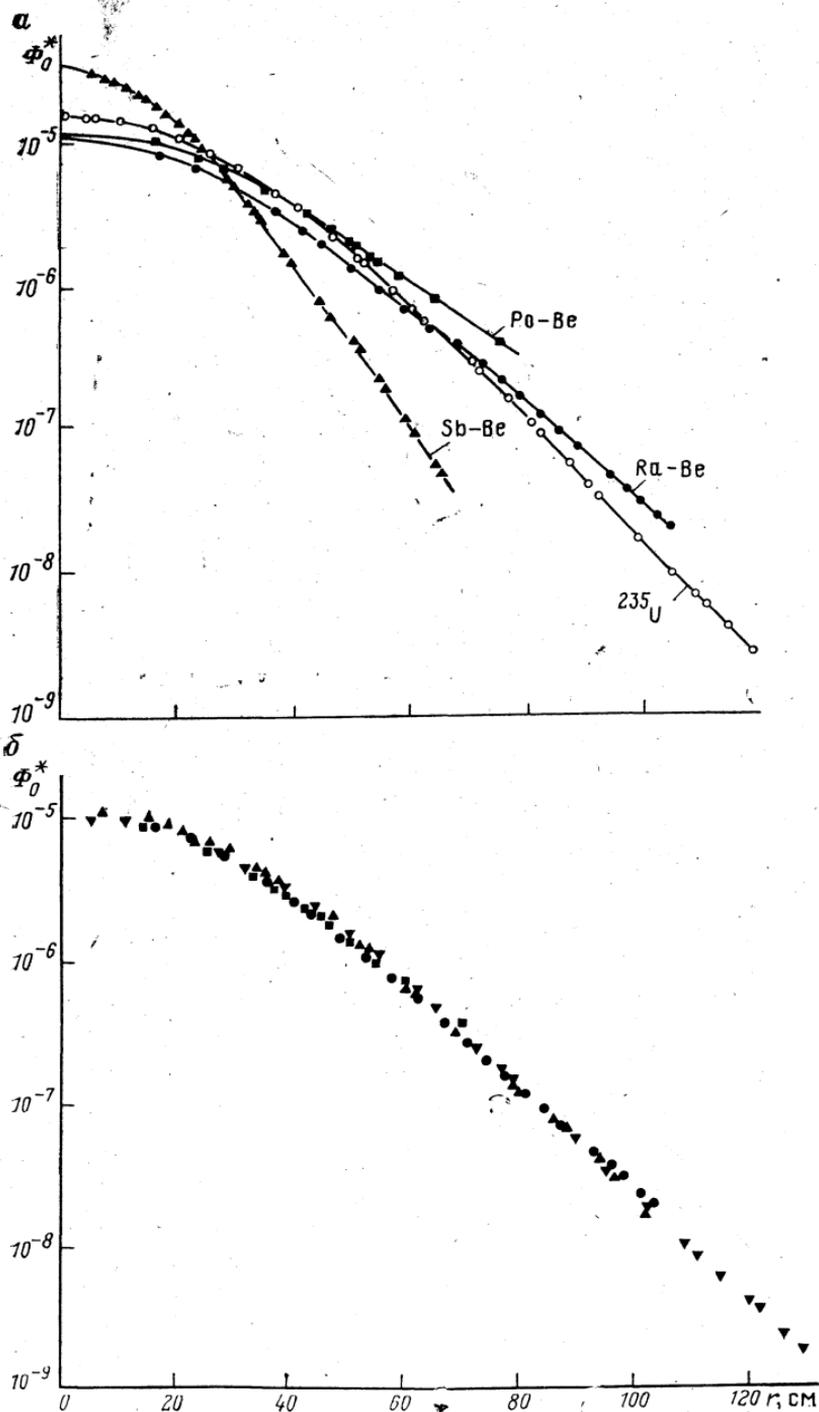


Рис. 31. Пространственные распределения надтепловых нейтронов в графите для различных полиэнергетических источников (а) и те же распределения, пересчитанные на спектр Ra—Be-источника (б)

спектра деления ^{235}U , источников Po—Be , Ra—Be и Sb—Be в графите плотностью $1,7 \text{ г/см}^3$ [93] и пересчитанные на спектр Ra—Be -источника. Обратим внимание, что погрешность пересчета не превышает погрешности измерений. Полученное правило спектрального подобия справедливо для однородного замедлителя произвольного состава, а также для неоднородной среды, составленной из различных замедлителей с высоким водородосодержанием, независимо от величины расстояний между границами раздела (в этом случае возрастная модуль совпадает со спектральным и является общим коэффициентом подобия).

3.5. ДЛИНА И ВРЕМЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ПОРОДОБРАЗУЮЩИХ МИНЕРАЛАХ

В газонефтяной геофизике основной интерес представляет зависимость параметров замедления нейтронов от водородосодержания для основных типов осадочных пород. В связи с расширением областей применения методов ядерной геофизики возникает необходимость в количественной оценке нейтронных характеристик породообразующих минералов различных классов.

Результаты численных расчетов длины замедления нейтронов Po—Be -источника и времени замедления нейтронов до энергии индиевого резонанса ($1,46 \text{ эВ}$) (табл. 11, рис. 32) показывают, что даже в пределах одного класса минералы сильно различаются по своим замедляющим свойствам. Решающую роль здесь играет содержание химически связанной воды. Для иллюстрации того, в какой степени изменение водородосодержания влияет на величину L_s^* и t_0 , в табл. 12 приведены характеристики некоторых представителей двух классов минералов,

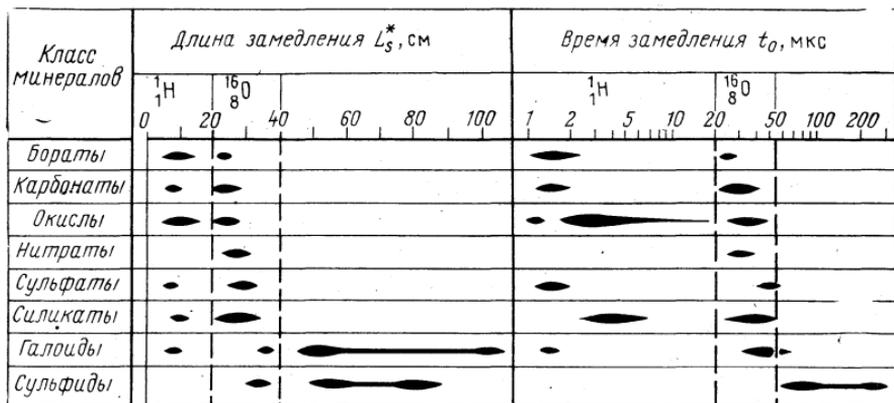


Рис. 32. Диапазоны изменения параметров замедления нейтронов в породообразующих минералах различных классов

Нейтронные характеристики минералов и горных пород [13, 47, 55, 81]

Наименование	Химическая формула	δ , г/см ³	t_0 , мкс	L_s^* , см	$D \cdot 10^{-5}$, см ² /с	τ , мкс
<i>Оксиды</i>						
Вода	H ₂ O	1,00	0,95	7,5	0,36	207
Рутил	TiO ₂	4,25	34,3	19,7	1,91	24,5
Брукит	TiO ₂	3,97	36,7	21,1	1,98	26,2
Анаказ	TiO ₂	3,80	38,4	22,0	2,07	27,2
Глинозем	Al ₂ O ₃	3,40	39,3	25,3	3,52	493
Корунд	Al ₂ O ₃	4,00	33,4	21,5	2,99	419
Диаспод	HAIO ₂	3,40	1,9	6,8	1,40	238
Кварц	SiO ₂	2,65	51,1	29,6	2,73	1065
Опал SiO ₂ + +1% H ₂ O	SiO ₂ +H ₂ O	1,50	19,0	20,8	3,81	1140
SiO ₂ +5% H ₂ O	SiO ₂ +H ₂ O	1,90	7,0	15,6	3,74	914
Касситерит	SnO ₂	6,90	47,1	26,0	3,16	273
Пирролюзит	MnO ₂	4,85	38,3	21,1	1,98	10,6
Гематит	Fe ₂ O ₃	5,15	24,6	21,2	1,46	47
Гематит	Fe ₂ O ₃	5,10	24,8	21,4	1,47	47,5
Лимонит	Fe ₂ O ₃ ·H ₂ O	3,75	2,2	5,2	1,24	62
Браунит	Mn·· Mn··· O ₃	4,95	43,6	23,4	2,34	9,5
Шпинель	MgAlO ₄	3,80	35,8	21,0	2,04	528,7
Магнетит	Fe··Fe ₂ ··· O ₄	5,05	26,2	22,5	1,48	46
Ильменит	FeTiO ₃	4,72	—	19,1	1,41	29,1
Лейкоксен	BaNa ₄ (TiO ₄) (SiO ₅) ₆	4,00	—	—	1,69	169
<i>Силикаты</i>						
Форстерит	Mg ₂ [SiO ₄]	3,30	47,6	30,9	3,11	1125,3
Фаялит	Fe ₂ [SiO ₄]	3,50	37,0	29,8	2,40	84,2
Пироп	Mg ₃ Al ₂ [SiO ₄] ₃	3,51	—	21,9	2,03	781,1
Альмандин	Fe ₃ Al ₂ [SiO ₄] ₃	4,25	—	20,8	1,56	103,7
Гроссуляр	CaAl ₂ [SiO ₄] ₃	3,53	—	25,4	2,31	432,0
Уваровит	Ca ₃ Cr ₂ [SiO ₄] ₃	3,52	34,1	27,2	2,43	134,3
Дистен	Al ₂ O [SiO ₄]	3,60	32,3	—	2,15	545,6
Ставролит	2Al ₂ O [SiO ₄]·Fe (OH) ₂	3,65	31,8	10,4	1,63	220,4
Циркон	ZrSiO ₄	4,50	26,7	—	1,75	903,2
Цоизит	Ca ₂ AlO (OH) [SiO ₄] [Si ₂ O ₇]	3,30	12,1	9,9	1,59	333,1
Эпидот	Ca ₂ (Al, Fe) ₃ O (OH) × × [SiO ₄] [Si ₂ O ₇]	3,42	9,8	16,5	1,85	135,7
Ортит	(CaCl ₂) (Al, Fe) ₃ OH × × [SiO ₄] [Si ₂ O ₅]	3,90	9,5	—	1,88	38,5
Сфен	CaTiO [SiO ₄]	3,48	32,5	24,9	2,30	66,2
Турмалин	(Na, Ca) (Li, Mg, Al) ₃ × × (Al, Fe, Mn) ₆ (OH) ₄ × × (SO ₃) ₃ [Si ₆ O ₁₈]	7,25	9,2	15,5	1,49	0,9
Энстатит	Mg ₂ [Si ₂ O ₆]	3,15	38,0	24,1	2,17	1076
Диопсид	CaMg [Si ₂ O ₆]	3,28	38,4	25,5	2,28	605,3
Сподумен	LiAl [Si ₂ O ₆]	3,00	—	—	2,41	6,6
Силлиманит	Al [SiO ₅]	3,23	37,2	24,9	2,36	610,8
Антофиллит	(Mg, Fe) ₇ (OH) ₂ [Si ₂ O ₁₁]	2,90	—	—	1,75	400,1
Роговая обманка	(Ca, Na) _m (Mg, Fe·· × × Fe··· Al) _m (OH) ₂ × × (Al, Si ₄ O ₁₁) ₂	3,00	—	—	1,75	173,6

Наименование	Химическая формула	δ , г/см ³	t_0 , мкс	L_s^* , см	$D \cdot 10^{-5}$, см ² /с	τ , мкс
Мусковит	$KLi_2(OH, F)_2 [AlSi_3O_{10}]$	2,90	6,7	12,0	1,81	270,1
Биотит	$K(Fe, Mg)_3(OH, F)_2 \times (AlSi_3O_{10})$	2,90	—	—	1,87	110,5
Глауконит	$K(Fe \cdot AlFe \cdot Mg)_{2-3}H_2O \times [Si, AlO_{10}] \cdot n H_2O$	2,50	—	9,1	1,64	192,2
Хлоритоид	$FeAl_2(OH)_2AlSi_2O_4 \times Fe(OH)_2$	3,40	8,2	10,0	0,96	138,3
Пеннин	$(Mg, Fe)_3Al(OH)_8 \times (AlSi_3O_{10})$	2,85	7,6	8,7	0,87	363,5
Шамозит	$Fe_4Al(OH)_6 [AlSi_3O_{10}]$	3,41	10,9	11,1	0,98	96,3
Каолинит	$Al_4(OH)_8 \cdot Si_4O_{11}$	2,61	10,1	9,2	0,81	353
Каолин	$Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot 2H_2O$	2,61	—	—	0,80	360
Галлуазит	$Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,10	7,4	8,6	0,65	309
Монтмориллонит	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 2H_2O$	2,10	—	—	1,21	550
	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 3H_2O$	2,10	—	—	0,97	460
	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,10	—	—	0,81	400
	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 5H_2O$	2,10	—	—	0,68	350
	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 6H_2O$	2,10	—	—	0,55	320
Байделлит	$Al_2O_3 \cdot 3SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,41	—	—	0,40	310
Альбит	$Na [AlSi_3O_8]$	2,62	46,3	28,1	2,80	680
Анортит	$Ca [Al_2Si_2O_8]$	2,62	48,8	32,3	3,16	660
Ортоклаз	$K [AlSi_3O_8]$	2,60	51,0	33,5	3,22	300
Микроклин	$K [AlSi_3O_8]$	2,55	52,1	33,2	3,21	305
Нефелин	$KNa_3 [AlSi_4O_{14}]$	2,60	—	—	2,84	460
Натролит	$Na_2 (Al_2Si_2O_{10}) \cdot 2H_2O$	2,41	—	11,8	0,93	370
Алюминат	$Al_2O_3 \cdot SiO_3 \cdot 9H_2O$	1,66	—	—	0,41	140
<i>Карбонаты</i>						
Кальцит	$CaCO_3$	2,71	33,2	25,4	2,19	628
Сидерит	$FeCO_3$	4,30	—	16,6	1,22	90
Магнезит	$MgCO_3$	3,00	23,8	18,9	2,51	3360
Доломит	$CaMg(CO_3)_2$	2,90	—	21,7	1,91	960
Родохрозит	$MnCO_3$	3,65	—	18,1	2,03	190
Церрусит	$PbCO_3$	6,51	—	24,3	2,68	1796
Витерит	$BaCO_3$	4,30	—	—	2,22	290
<i>Сульфаты</i>						
Барит	$BaSO_4$	4,52	53,0	31,5	3,50	236
Целестин	$SrSO_4$	3,95	47,6	26,8	2,75	201
Англезит	$PbSO_4$	6,25	48,4	28,5	2,50	555
Мирабилит	$Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$	1,48	1,3	6,7	1,21	202
Гипс	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	2,30	1,9	7,7	1,64	250
Ангидрит	$CaSO_4$	2,91	—	30,6	2,72	360
<i>Сернистые соединения</i>						
Халькопирит	$CuFeS_2$	4,22	99,2	47,3	2,92	46
Борнит	Cu_5FeS_4	4,95	99,3	49,3	2,58	34
Ковеллин	CuS	4,63	56,5	44,7	3,07	37
Сфалерит	ZnS	3,80	254,1	84,9	7,47	123
Киноварь	HgS	8,10	71,0	67,8	0,01	0,6
Молибденит	MoS_2	4,92	242,2	75,9	4,78	72

Наименование	Химическая формула	δ , г/см ³	t_0 , мкс	L_s^* , см	$D \cdot 10^{-5}$, см ² /с	τ , мкс
Пирит	FeS ₂	5,05	78,3	38,6	2,62	51
Пирротин	Fe ₆ S ₇ (go Fe ₁₂ S ₈)	4,71	—	40,2	2,0—2,9	50
Галенит	PbS	7,50	297,9	78,4	4,57	364
Кобальтин	CoAsS	6,25	70,3	32,3	0,89	5
<i>Галоиды</i>						
Флюорит	CaF ₂	3,18	65,5	35,6	4,13	428
Галит	NaCl	2,15	156,1	46,7	1,66	6
Сильвин	KCl	1,98	60,2	106,5	1,73	6
Керраргит	AgCl	5,55	44,6	53,4	0,42	2
Карналлит	KCl · MgCl · 6H ₂ O	1,60	1,4	8,5	0,65	13
<i>Бораты</i>						
Людвигит	Mg ₃ OCl [B ₃ B ₄ O ₂]	2,95	2,0	15,2	0,045	0,19
Ашарит	(Mg, Fe) ₂ Fe · O ₂ BO ₃	2,65	—	28,2	0,074	0,82
Гидроборацит	MgCa [B ₆ O ₁₁] · 6H ₂ O	2,17	0,6	6,5	0,073	0,32
Ашарит	MgHBO ₃	2,65	0,9	8,8	0,074	0,32
<i>Прочие</i>						
Калиевая селитра	KNO ₃	1,99	36,0	31,3	3,41	100
Натриевая селитра	NaNO ₃	2,26	25,9	23,4	2,67	118
Фторапатит	Ca ₅ (PO ₄) ₃	3,20	47,5	29,8	3,43	431
Апатит	Ca ₅ (Cl, F)(PO ₄) ₃	3,20	—	—	2,12	35
Глина	Al ₂ O ₃ —30%; SiO ₂ —45%; CaCO ₃ —10%; Fe ₂ O ₃ —4%; H ₂ O—11%	—	—	—	2,56	400
Известковистая глина	глина—75%; CaCO ₃ —25%	—	—	—	1,90	440
Мергель	глина—50%; [CaCO ₃ + +CaMg(CO ₃) ₂]—50% глина—15%; CaCO ₃ — —85%	—	—	—	2,81	530
		—	—	—	2,10	600

Примечание. Время и длина замедления указаны для индиевых нейтронов ($E=1,46$ эВ) и Po—Be-источника (время замедления от спектра источника не зафиксировано). За основу приняты данные [40], дополненные результатами расчетов А. А. Баренбаума по многогрупповой программе (составлена Б. Ю. Мельчуком). Данные по диффузионным параметрам синтезированы из нескольких источников [13, 40, 55, 81].

отличающихся при одинаковом элементном составе количеством химически связанного водорода.

Обращает на себя внимание тот факт, что некоторые водородосодержащие минералы оказываются более сильными замедлителями, чем вода, из-за относительно высокой плотности и присутствия неупругих рассеивателей. Некоторые природные замедлители удовлетворяют требованиям, предъявляемым к компонентам биологической защиты от нейтронного излучения.

Длина и время замедления нейтронов в минералах двух классов с различным содержанием химически связанного водорода

Параметры	Окислы			Сульфаты		
	Корунд Al_2O_3	Диаспор $HAIO_2$	Гидраггалит $Al(OH)_3$	Ангидрит $CaSO_4$	Гипс $CaSO_4 \cdot 2H_2O$	Мирабилит $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$
L_s^* , см	21,5	6,0	5,7	25	7,7	6,7
t_0 , мкс	33,4	1,9	1,1	48	1,9	1,3

В распределении минералов по величине параметров замедления L_s^* , t_0 наблюдается определенная закономерность (см. рис. 32). Независимо от класса минералы делятся на три группы: водородсодержащие ($L_s^* < 20$ см, $t_0 < 20$ мкс), кислородсодержащие (но без водорода, 20 см $< L_s^* < 40$ см, 20 мкс $< t_0 < 55$ мкс) и, наконец, не содержащие ни водорода, ни кислорода ($L_s^* > 40$ см, $t_0 > 55$ мкс).

При отсутствии водорода замедляющие свойства минералов определяются наличием кислорода. Из-за высокой распространенности кислорода его содержания в различных минералах сравнимы: диапазон изменения параметров замедления для минералов второй группы оказывается относительно узким. Наихудшими замедляющими свойствами обладают минералы третьей группы — безводные галоиды, сульфиды и их аналоги, самородные элементы. Отмеченная закономерность позволяет быстро оценить величину параметра замедления для минерала любого класса без проведения специальных расчетов.

3.6. ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В УГЛЕВОДОРОДАХ

Необходимость изучения замедляющих свойств углеводородов возникает при решении задач биологической защиты и радиационной химии, при разработке методов дистанционного определения отношения числа атомов C/H в углеводородах по замедлению нейтронов (в автоматических системах нефтепереработки), а также при использовании нейтронных методов ядерной геофизики для выделения нефтяных и газовых коллекторов.

Теоретический расчет возраста нейтронов в углеводородах значительно упрощается в связи с тем, что замедлитель состоит из ядер лишь двух типов — водорода и углерода. Анализ формулы полного возраста нейтронов позволяет сделать вывод о нецелесообразности специального расчета возраста нейтронов для каждого конкретного соединения, поскольку нетрудно полу-

читать общую универсальную зависимость (для фиксированной конечной энергии нейтронов E):

$$n^2 \tau_s^* (E) = f(n_H/n), \quad (67)$$

где n_H/n — отношение числа атомов водорода к общему числу атомов в молекуле соединения, определяемое непосредственно по химической формуле; n — суммарная плотность ядер водорода и углерода, определяемая по формуле углеводородного соединения и его плотности, см^{-3} .

Известно, что не имеется групп жидких или твердых соединений, обладающих одинаковой плотностью протонов и отношением n_C/n_H .

Порог неупругого рассеяния нейтронов на углероде (около 4,7 МэВ) превышает среднюю энергию спектра основных полиэнергетических источников, поэтому при расчетах неупругое рассеяние нейтронов на углероде можно не учитывать, поскольку это приводит к погрешности ϵ_τ , входящей в величину результирующего возраста τ_s с малым весом; этой погрешностью можно пренебречь.

Расчет возраста нейтронов τ_s^* полиэнергетических источников в средах с высоким водородосодержанием (без сильных неупругих замедлителей) упрощается возможностью монохроматизации спектров этих источников. На рис. 33 показано семейство вычисленных зависимостей (67) для основных полиэнергетических источников нейтронов ($E=1,46$ эВ). Имеющиеся экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами выполненных расчетов (табл. 13).

3.7. ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Длина замедления нейтронов изучалась теоретически и экспериментально. Результаты ранних расчетов различных авторов (С. А. Кантор, Д. А. Кожевников, Ч. В. Титтл, П. Л. Ольгаард, И. И. Тальянский, Л. С. Аллен) заметно расходились в области малых водородосодержаний из-за различий способов учета неупругого рассеяния и дифракционной анизотропии углового

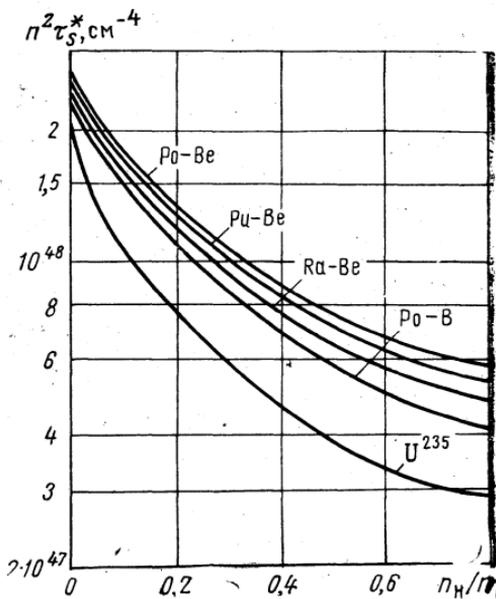


Рис. 33. Универсальная зависимость для определения возраста индиевых нейтронов полиэнергетических источников в углеводородах

Возраст нейтронов некоторых полиэнергетических источников в углеводородах

Замедлитель	δ , г/см ³	Возраст нейтронов t_s^* , см ²		
		Po—Be	²⁵² Cf	Po—B
Нефть*	0,850	59,3	32,6	44,1
Гексан C ₆ H ₁₄	0,659	69,3	38,3	50,5
Циклогексан C ₆ H ₁₂	0,779	59,8	33,1	44,6
Метаксилол C ₈ H ₁₀	0,867	87,5	49,0	66,8
Бензол C ₆ H ₆	0,879	113,0	63,3	85,2
Гептан C ₇ H ₁₆	0,684	65,6	36,4	47,7
Декалин C ₁₀ H ₁₈	0,896	51,7	28,5	38,8
Толуол C ₇ H ₈	0,866	96,0	54,4	74,0
Октан C ₈ H ₈	0,701	176,4	98,7	133,0
Дифенил C ₁₂ H ₁₀	1,053	98,0	55,2	77,2
Моноизопропилдифенил C ₁₅ H ₁₆	0,900	92,1	52,3	70,4
Минеральное масло CH ₂	0,920	43,0	23,7	32,1
Спирт (C ₂ H ₅ OH)	0,795	90,7	50,2	65,6
Глицерин C ₃ H ₈ O ₃	1,260	81,2	44,9	59,2
Даутерм (C ₁₂ H ₁₀ O)	1,061	120,0	66,8	94,5

* Смесь углеводородов типа C_nH_{2n+z}.

распределения нейтронов при упругом рассеянии, из-за неполноты сведений о сечениях взаимодействия для породообразующих элементов. Расхождения при высоких водородосодержаниях объясняются главным образом различиями исходных теоретических моделей и данных о спектрах источников (или слишком грубым учетом спектра).

Опубликованные в 70-х годах результаты расчетов, выполненные различными методами, включая метод Монте-Карло (Д. А. Кожевников и В. А. Юдин, И. А. Козачок, А. Крефт, Ю. А. Гулин, Ф. Х. Еникеева и Б. К. Журавлев), напротив, довольно хорошо согласуются. Одновременно были проведены экспериментальные исследования, впервые позволившие сопоставить расчетные значения с измеренными в широком диапазоне изменения водородосодержания для известняка и песчаника [88].

В настоящее время хорошо изучены зависимости длины замедления нейтронов различных моноэнергетических и полиэнергетических источников от водонасыщения для основных типов осадочных пород. На рис. 34 приведены расчетные зависимости L_s^* от пористости для кварцевого песчаника (минералогическая плотность $\delta=2,65$ г/см³), известняка ($\delta=2,73$ г/см³), доломита ($\delta=2,90$ г/см³) и ангидрита ($\delta=2,83$ г/см³) в предположении полного насыщения порового пространства водой или дегазированной нефтью. Оба этих жидких минерала имеют практичес-

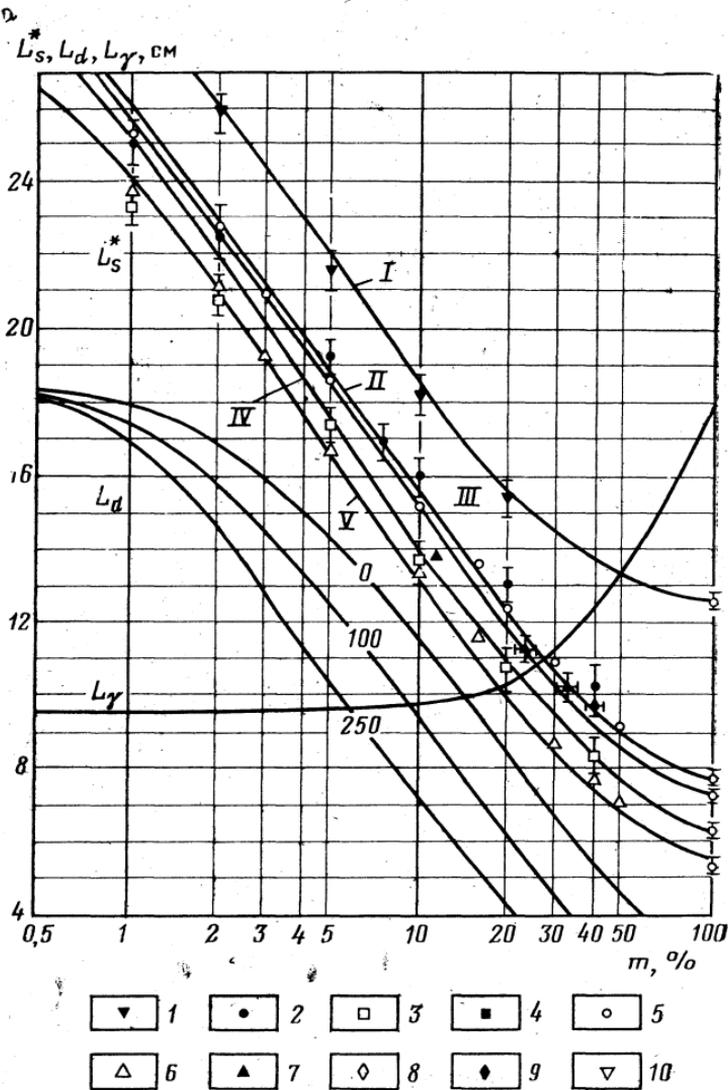
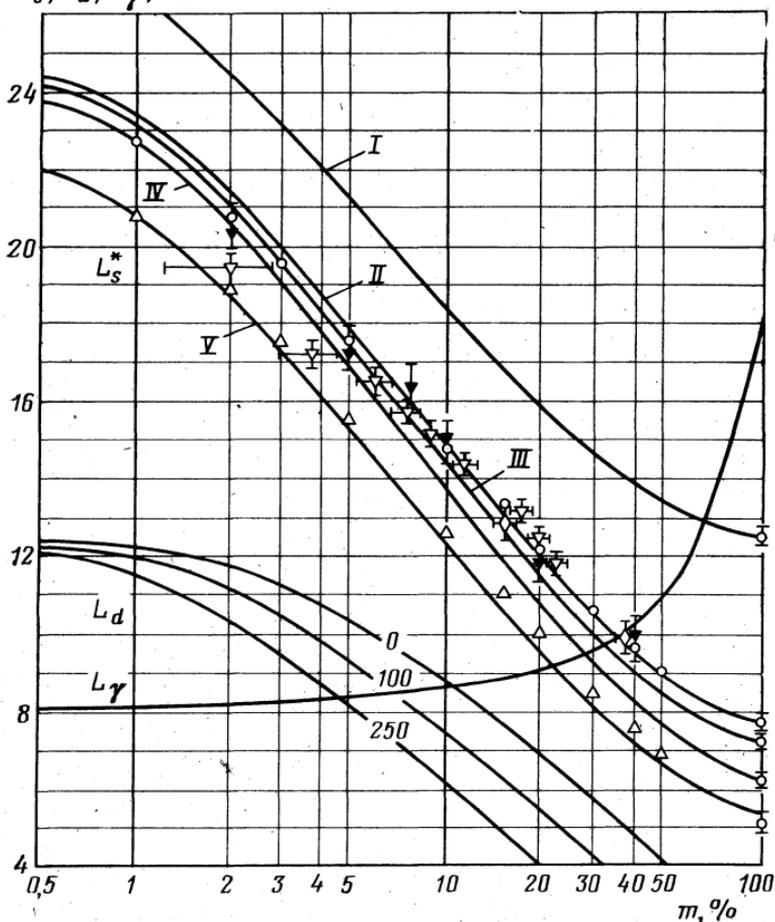


Рис. 34. Длина замедления нейтронов с энергией 1,46 эВ различных нейтронных источников как функция объемного водонасыщения (пористости) m для кварцевого песчаника (а), известняка (б), доломита (в) и ангидрита (г). I — расчетная зависимость для (D, T)-источника; II — то же для Po-Be (Pu-Be) источника; III — для Ra-Be-источника; IV — для Po-B-источника; V — для источника спонтанного деления ^{252}Cf .

Расчет методом Монте-Карло (Ф. Х. Еникеева, Б. К. Журавлев) для источников: 1 — (D, T); 2 — Po-Be; 3 — Po-B; 4 — ^{252}Cf . Многогрупповой расчет А. Крефта для источников: 5 — Po-Be; 6 — ^{252}Cf . Экспериментальные данные для песчаника. 7 — Ч. Титтл, Л. С. Аллен, Р. Л. Колдуэлл (Pu-Be); 8 — О. Нагель (Ra-Be). Экспериментальные данные для известняка; 9 — В. В. Миллер; В. А. Барышев (Po-Be); 10 — по работе [88].

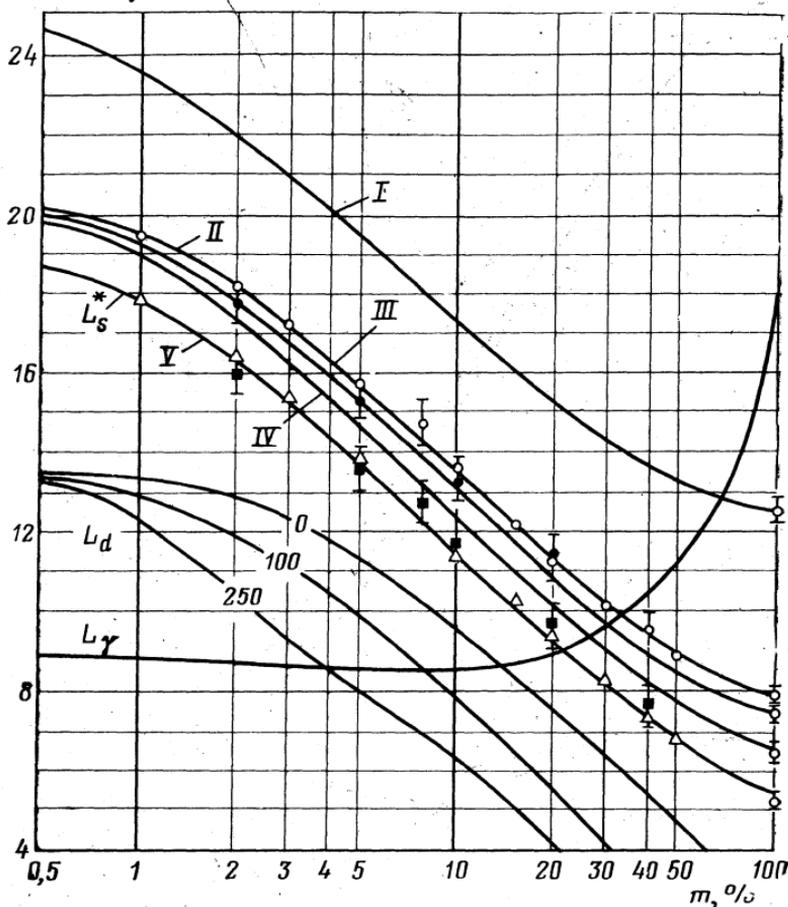
δ $L_s^*, L_d, L_\gamma, \text{CM}$ 

Продолжение рис. 34.

ки одинаковые замедляющие свойства. На этих же рисунках приведены длины диффузии L_d тепловых нейтронов (при различном содержании NaCl в воде, насыщающей поровое пространство, — шифр кривых в г/л) и длины миграции гамма-излучения L_γ первичного спектра (по данным Я. А. Чубека и А. Ленды). На рис. 34 также приведены экспериментальные данные по длинам замедления нейтронов в песчанике и известняке. В пределах экспериментальных погрешностей между расчетными и измеренными значениями отмечается удовлетворительное согласие.

Общей закономерностью для всех осадочных пород является наиболее сильное влияние изменения водородосодержания на величину длины замедления в области малых значений пори-

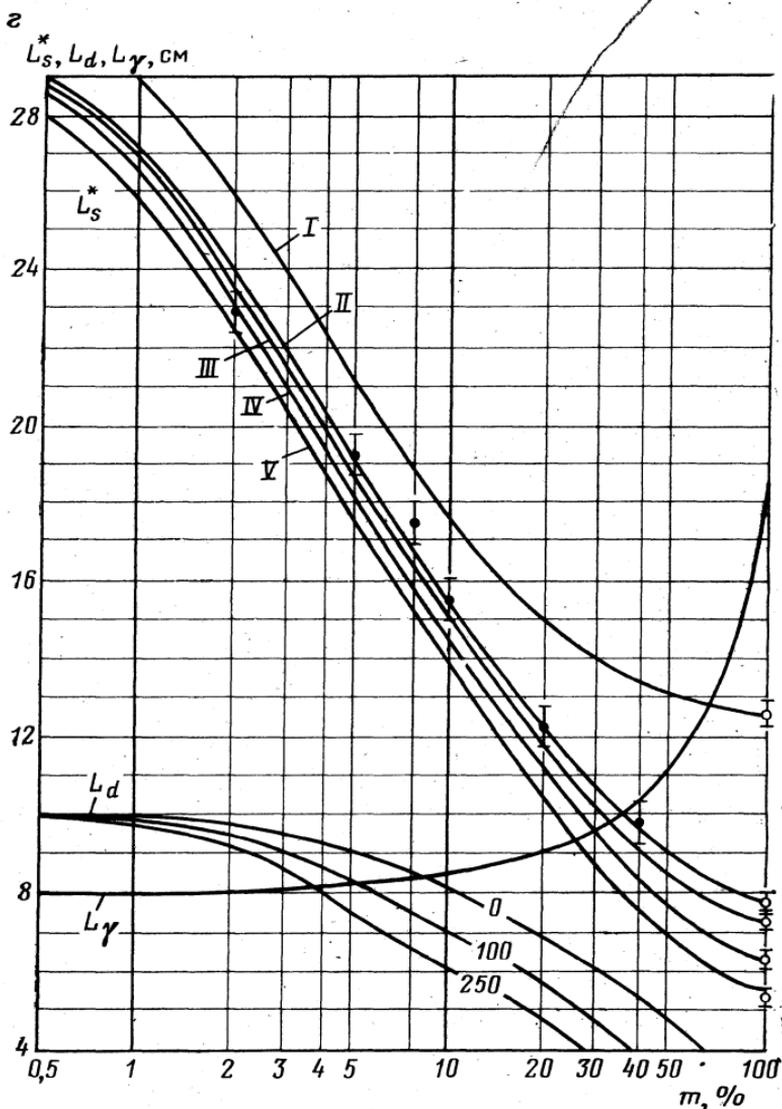
81

 $L_s^*, L_d, L_\gamma, \text{см}$ 

Продолжение рис. 34.

стости. В этой же области заметнее проявляется влияние изменения химического состава твердой фазы пород главным образом за счет неупругого рассеяния на ядрах породообразующих элементов (исключая кислород, по содержанию которого водонасыщенные породы практически не различаются) и в меньшей степени за счет поглощения нейтронов в реакциях с вылетом заряженных частиц.

Значения длин замедления нейтронов для источников с различными спектрами неодинаковы. Это обусловлено существенной зависимостью величины τ_s от начальной энергии нейтронов E_0 . Зависимость $\tau_s(E_0)$ определяется законом изменения сечений взаимодействия с изменением начальной энергии нейтронов. Возраст нейтронов не является монотонной функ-



Продолжение рис. 34.

цией E_0 (рис. 35). Эта зависимость обладает тонкой структурой, отражающей резонансную структуру энергетических зависимостей сечений взаимодействия для порообразующих элементов. Вследствие преобладающего влияния кислорода зависимость $\tau_s(E_0)$ для разных пород носит практически одинаковый характер. С увеличением начальной энергии нейтронов τ_s сначала возрастает, а потом начинает убывать из-за усиления неупругого замедления. При малых водородосодержаниях относительное изменение длины замедления нейтронов с изме-

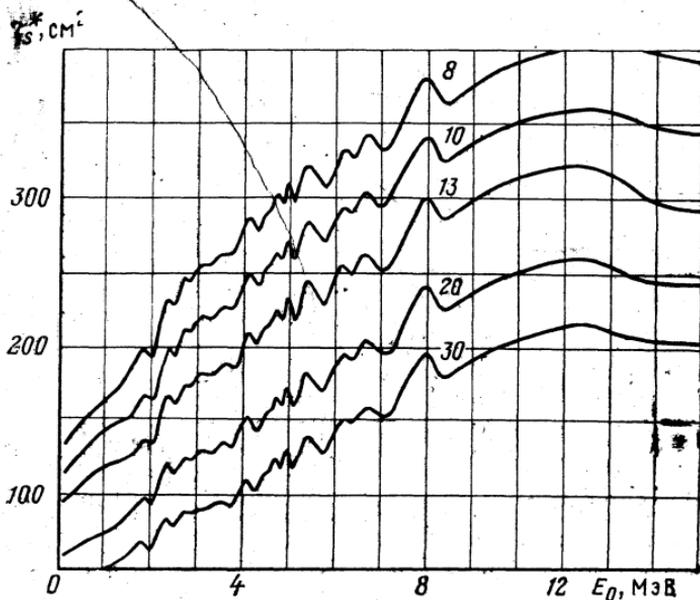


Рис. 35. Возраст нейтронов с энергией 1,5 эВ в кварцевом песчанике как функция начальной энергии нейтронов. Шифр кривых — водонасыщенность m в %

нием спектра источника невелико, но с увеличением водородосодержания оно становится заметным.

Весьма важным является вопрос о влиянии изменения химического состава пород на их нейтронные свойства. Имеющиеся данные свидетельствуют, в частности, о том, что степень влияния изменения состава пород зависит от величины водородосодержания (пористости). При различных значениях пористости породам различного состава может соответствовать одна и та же длина замедления. Например, плотные известняки и доломиты имеют одинаковую длину замедления и, следовательно, не могут быть дифференцированы нейтрон-нейтронным методом (по надтепловым нейтронам), поскольку пространственные распределения замедленных нейтронов в таких средах совпадают (частный случай принципа L -эквивалентности, см. раздел 6.2).

В последние годы значительный интерес представляют нейтронные исследования песчано-глинистых отложений (особенно полимиктовых песчаников) и хемогенных осадков (табл. 14). Нейтронные характеристики этих образований необходимы для количественной интерпретации с использованием принципа L -эквивалентности.

Обсуждаемые зависимости соответствуют так называемому теоретическому составу горных пород. В реальных породах присутствуют также в различных количествах окиси алюминия, железа, титана и других элементов. Имеются, кроме того, пере-

Длина замедления нейтронов ($E=1,5$ эВ) Po—Be-источника
в некоторых минералах, хемогенных породах и рассоле*

Минерал, порода рассол	δ , г/см*	NaCl	CaSO ₄	2CaSO ₄ · K ₂ SO ₄ · MgSO ₄ · 2H ₂ O	MgCO ₃	H ₂ O	L_s^* , см
Галит	2,15	100	—	—	—	—	46,7
Каменная соль	2,18	96,78	2,33	0,03	0,03	0,83	42,1
Доломит	2,85	—	—	—	—	—	21,3
Гипс	2,3	—	—	—	—	—	11,2
Полигалит	2,75	—	—	100	—	—	14,6
Ангидрит	2,93	—	100	—	—	—	29,0
Ангидрит галитовый гли- нистый	2,28	81,3	12,6	—	0,6	5,5	29,3
Ангидрит полигалито-гали- товый	2,36	71,1	19,9	6,8	0,6	1,6	29,3
Полигалит галитовый	2,25	83	1,2	14,6	—	1,2	22,4
Магнезит ангидрито-галито- вый	2,34	75	20	—	3,1	1,9	33,6
Магнезит полигалито-гали- товый	2,23	87,7	0,6	8,3	2,8	0,6	31,5
Магнезит ангидрито-полига- литовый	2,36	71,3	16	7,6	3,7	1,4	28,6
Рассол (NaCl—29,5%, H ₂ O—70,5%)	1,19	29,5	—	—	—	—	8,4

* Рассчитано Ф. Г. Баембитовым по методике автора.

ходные разности (доломитизированные известняки, известковистые песчаники и т. д.). Примеси тяжелых элементов, обладающих сравнимыми величинами сечений и малой замедляющей способностью при упругом рассеянии, обуславливают некоторое усиление роли неупругого рассеяния и уменьшение длины замедления. В гранулярных и других коллекторах, в которых размеры неоднородностей значительно меньше длины свободного пробега нейтронов, структурный фактор на величину длины замедления не влияет. Крупные неоднородности могут дать эффект самоэкранировки при неупругом рассеянии, который приводит к увеличению длины замедления нейтронов.

Рассмотрим влияние газонасыщенности на величину длины замедления нейтронов в горных породах. На рис. 36 приведены зависимости длины замедления нейтронов Po—Be-источника от коэффициента газонасыщенности k_r при фиксированных значениях пористости 5, 20 % и при различном давлении p углеводородного газа (метан) в песчанике и известняке. Анализ этих зависимостей позволяет сделать следующие выводы. Разрешающая способность стационарных нейтронных методов в области малой газонасыщенности ($k_r < 20\%$) очень низка. С увеличе-

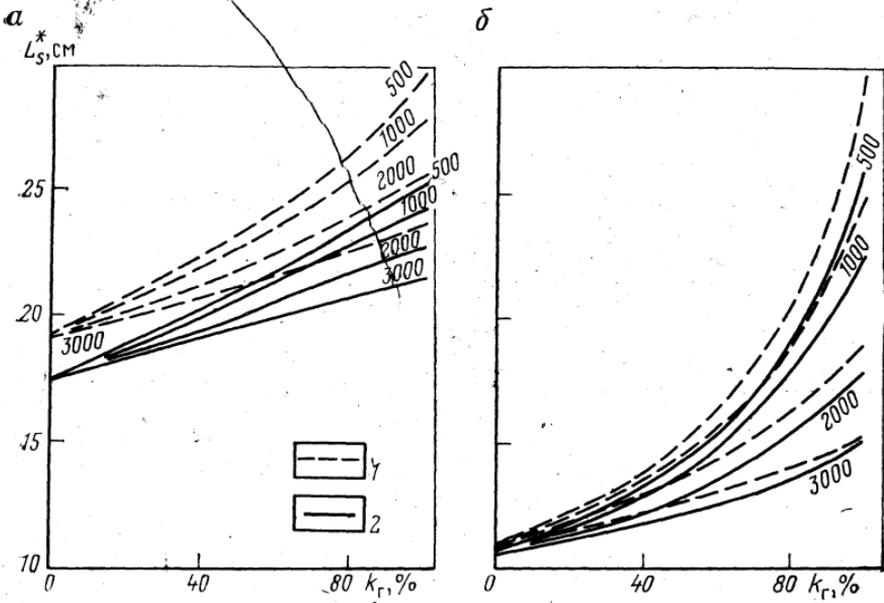


Рис. 36. Зависимость длины замедления нейтронов Po—Be-источника в песчанике и известняке от коэффициента газонасыщенности в пластах различной пористости и при различном давлении газа p :
 а — $k_{II} = 5\%$; б — $k_{II} = 20\%$. 1 — песчаник; 2 — известняк. Шифр кривых — давление газа в МПа

нием пористости и уменьшением давления газа разрешающая способность нейтронных методов по газонасыщенности резко возрастает. Общей закономерностью является повышение показаний с увеличением коэффициента газонасыщенности при измерениях большими зондами.

4. ДИФФУЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРНЫХ ПОРОД

4.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Процесс переноса нейтронов можно считать состоящим из этапов замедления, диффузии и переходного этапа — термализации.

На этапе термализации решающую роль играет неупругое молекулярное рассеяние, а также неупругое взаимодействие нейтронов с кристаллической решеткой, в результате которых нейтроны как теряют, так и приобретают энергию, причем обмен энергией определяется не только массой атомов и молекул, сечением взаимодействия, но также температурой среды и типом химической связи.

При слабом поглощении распределение тепловых нейтронов является результатом большого числа рассеяний. Обмен энергией между нейтронами и атомами замедлителя приводит систему нейтронный газ — атомы вещества в состояние термодинамического равновесия, при котором спектр нейтронов $f(E, T)$ описывается распределением Максвелла — Больцмана $M(E, T_n)$

$$f(E) \equiv M(E, T_n) = \frac{E}{(kT_n)^2} e^{-E/kT_n} \quad (68)$$

с наиболее вероятной энергией

$$\bar{E} = kT_n, \quad (69)$$

где T_n — эффективная температура спектра тепловых нейтронов («температура нейтронов»); k — постоянная Больцмана.

Распределение (68) применимо для описания энергетического спектра атомов (молекул) вещества, которое находится в газообразном состоянии. В этом случае T_n совпадает с термодинамической температурой среды. Для замедлителей в твердом или жидком состоянии можно использовать две модели твердого тела, предложенные Эйнштейном и Дебаем для расчета удельной теплоемкости. В этих моделях распределение молекул по энергиям максвелловское, однако соответствующие температуры не совпадают с обычной термодинамической температурой T . Различие температур является следствием квантово-механиче-

ского эффекта, обусловленного дискретным спектром энергии гармонических осцилляций молекул. Для типов связи, отличных от тех, которые подчиняются закону Гука, распределение молекул по энергии отличается от максвелловского, однако при высоких температурах величина T_n совпадает с T независимо от природы сил связи, а энергетический спектр подчиняется закону (68).

Равновесный спектр нейтронов достигается в средах со слабым поглощением, в которых время жизни тепловых нейтронов больше времени термализации. Если время жизни тепловых нейтронов меньше времени термализации, замедленные нейтроны поглощаются, не достигнув равновесного состояния, и температура нейтронов превышает температуру замедлителя. При слабом поглощении спектр тепловых нейтронов практически не зависит от расстояния до источника с фермиевским спектром и в любой точке однородной среды может быть описан спектром $M(E, T_n)$ в бесконечной среде с равномерно распределенными источниками.

Иными словами, для плотности потока тепловых нейтронов должно выполняться мультипликативное представление:

$$\Phi(\mathbf{x}) \equiv \Phi(\mathbf{r}, E, \omega, t; T) = \varphi(\mathbf{r}, \omega, t; T) M(E, T_n). \quad (70)$$

Рассмотрим уравнение переноса для тепловых нейтронов:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{x}) + \omega \nabla \Phi(\mathbf{x}) + \Sigma_a(E, T) \Phi(\mathbf{x}) = & \iint \Phi(\mathbf{r}, E', \omega', t) \times \\ & \times W(E', \omega' | E, \omega; T) dE' d\omega' - \iint \Phi(\mathbf{x}) W(E', \omega' | E, \omega; T) \times \\ & \times dE' d\omega' + Q(\mathbf{x}). \end{aligned} \quad (71)$$

В этом уравнении интегрирование по энергии ведется от нуля до E , где E — «граничная» энергия, отделяющая область замедления от области термализации; $\Sigma_a(E, T)$ — макроскопическое сечение поглощения:

$$\Sigma_a(E, T) = \frac{\delta(T)}{\delta_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T_0) \sigma_{a\mu}(E, T)$$

(суммирование проводится по всем элементам смеси); $\delta_0 = \delta(T_0)$; $T_0 = 293^\circ \text{C}$; $W(E', \omega' | E, \omega; T)$ — индикатриса рассеяния тепловых нейтронов

$$W(E', \omega' | E, \omega; T) = \frac{\delta(T)}{\delta_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T_0) \sigma_{s\mu}(E, T) W_{s\mu}(E', \omega' | E, \omega; T),$$

нормированная условием

$$\iint W(E', \omega' | E, \omega; T) dE' d\omega' = \Sigma_s(E, T),$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния;

$$\Sigma_s(E, T) = \frac{\delta(T)}{\delta_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T) \sigma_{s\mu}(E, T);$$

$Q(x)$ — распределение источников тепловых нейтронов.

Энергетический спектр $f(E, T_n)$ удовлетворяет пространственно-однородному уравнению

$$\Sigma_a(E, T) f(E, T_n) = \iint W(E' | E; T) [f(E', T_n) - f(E, T_n)] dE'. \quad (72)$$

В поглощающих средах отклонение спектра тепловых нейтронов от максвелловского определяется в основном не параметрами индивидуального взаимодействия, а соотношением поглощающих и рассеивающих свойств среды. В связи с этим для изучения спектра тепловых нейтронов в горных породах целесообразно пользоваться простейшей моделью замедлителя — моделью тяжелого одноатомного газа, основанной на предположении, что атомы вещества свободны и имеют лишь поступательную степень свободы (тепловое движение).

Введем функцию $\psi(E, T)$, характеризующую отклонение энергетического спектра тепловых нейтронов $f(E, T)$ в поглощающей среде от максвелловского спектра $M(E, T_n)$: $\psi(E, T) = f(E, T)/M(E, T_n)$.

Разложив $f(E', T)$ в подынтегральном выражении (72) в ряд Тейлора, используя принцип детального равновесия и выражения для энергетических моментов индикатрисы рассеяния, получаемой в модели тяжелого одноатомного газа, вместо (70) будем иметь следующее уравнение относительно $\psi(x)$, $x = E/kT$:

$$x \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (2 - x) \frac{\partial \psi}{\partial x} - \alpha \psi = 0, \quad (73)$$

где $\alpha = \Sigma_a / \xi \Sigma_s > 0$ (ξ — среднее изменение летаргии; $\xi \Sigma_s = \kappa_s$ — замедляющая способность вещества). Это уравнение определяет вырожденную гипергеометрическую функцию

$$\psi(x) = F(\alpha, 2, x).$$

Используя асимптотическое представление $F(\alpha, 2, x)$ по x , получим

$$f(x) \sim x e^{-x} (e^x x^{\alpha-2}) \sim x^{\alpha-1}$$

или

$$f(E) \sim E^{\alpha-1}.$$

Это значит, что резкой границы между энергетическими спектрами нейтронов в области термализации и в области замедления (фермиевский спектр $1/E$ при отсутствии поглощения, когда $\alpha=0$) не существует. Если сечения захвата и рассеяния постоянны или одинаково зависят от энергии, то параметр α может быть определен по результатам измерений спектра над-

тепловых нейтронов, а также эффективной температуры спектра тепловых нейтронов (см. ниже).

Используя разложение $F(\alpha, 2, x)$ при слабом поглощении, получим

$$\bar{x} = \frac{T_n}{T} \int_0^{x_0} x f(x) dx = 1 + c(x_0) \alpha, \quad (74)$$

где

$$c(x_0) = \text{const}(x_0) = 3 - \frac{1}{2} x_0^3 e^{-x_0};$$

x_0 — условная верхняя граница теплового спектра (в единицах kT).

Следовательно,

$$T_n = T \left(1 + \text{const} \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma} \right). \quad (74')$$

Таким образом, температура линейно зависит от величины параметра α .

Поскольку время замедления нейтронов $t_0 = 2/v\xi\Sigma$ и время их жизни относительно поглощения $\tau = 1/v\Sigma_a$, то

$$T_n = T \left(1 + \text{const} \frac{t_0}{\tau} \right).$$

Выражение (74) получено в приближении тяжелого одноатомного газа. Однако численные расчеты, а также эксперименты с водными растворами борной кислоты подтвердили, что эта зависимость сохраняется и при учете молекулярных эффектов. Особенности теоретической модели и физическое состояние замедлителя влияют только на величину константы c и на диапазон изменения параметра α , для которого справедливо установленное соотношение.

Измерения температуры нейтронов на моделях пластов и в скважинах на месторождении боратов показали, что спектр тепловых нейтронов не зависит от размера зонда (расстояния до

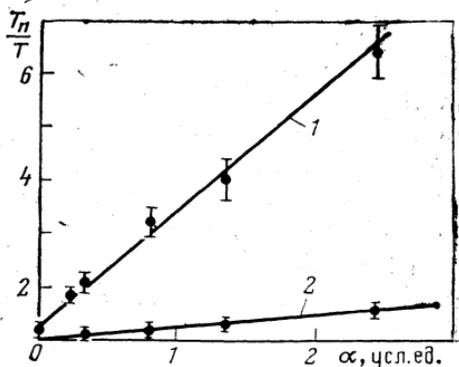


Рис. 37. Экспериментальные зависимости эффективной температуры спектра тепловых нейтронов от параметра α (по Ш. А. Губерману и К. И. Якубсону).

Скважина сухая (1) и заполненная водой (2). $d_c = 110$ мм

источника быстрых нейтронов) как в однородной среде, так и в скважинных условиях [17]. При измерениях в сухих скважинах T_n характеризует замедляющие и поглощающие свойства породы по параметру α (рис. 37).

4.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Применив к уравнению (78) метод сферических гармоник в P_1 -приближении, учтя (77) и выполнив интегрирование по углам и энергиям, получим [36]

$$\left(\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Sigma}_a(T) - \bar{\mathcal{D}}(T) \Delta \right) \varphi_0(r, t; T) = Q(r, t; T). \quad (75)$$

Это уравнение совпадает с уравнением диффузии, коэффициенты в котором определяются следующим образом:

$$\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle = \int \frac{1}{v} M(E, T_n) dE; \quad (76)$$

$$\int \bar{\Sigma}_a(T) = \int \Sigma_a(E, T) M(E, T_n) dE; \quad (77)$$

$$\bar{\mathcal{D}}(T) = \int \mathcal{D}(E, T) M(E, T_n) dE; \quad (78)$$

$$\mathcal{D}(E, T) = \frac{1}{3} \lambda_{tr}(E, T) -$$

коэффициент диффузии для плотности потока;

λ_{tr} — длина переноса или транспортная длина свободного пробега тепловых нейтронов при температуре T :

$$\lambda_{tr}(E, T) = \{ \Sigma_a(E, T) + [1 - \overline{\cos \varphi}(E, T)] \Sigma_s(E, T) \}^{-1}.$$

Следовательно, коэффициент диффузии тепловых нейтронов зависит не только от рассеивающих, но и от поглощающих свойств среды. Однако, как видно ниже, эта зависимость слаба, поскольку при сильном поглощении само уравнение (75) становится неприменимым (в силу неприменимости закона Фика), и коэффициент диффузии теряет физический смысл.

Приняв, что сечение поглощения $\Sigma_a(E)$ изменяется с энергией нейтронов по закону $1/v$, будем иметь

$$\bar{\Sigma}_a(T) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\delta_0} \delta(T) \Sigma_a(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2};$$

$$\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{T_0}{T_n} \right)^{1/2},$$

где T_0 — абсолютная температура, обычно соответствующая нормальным условиям $t = 20^\circ\text{C}$.

Уравнение (75), записанное относительно плотности нейтронов $N = N(r, t)$, принимает следующий вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\tau} N - D \Delta N = Q, \quad (79)$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \bar{\Sigma}_a(T) \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle^{-1}. \quad (80)$$

Величина τ , которая есть не что иное, как время жизни тепловых нейтронов, зависит от температуры среды только через плотность δ (в случае $\Sigma_a \sim 1/v$)¹.

Коэффициент диффузии для плотности нейтронов

$$D \equiv D(T) = \bar{D} \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle^{-1}. \quad (81)$$

Подстановкой $N(r, t) = n(r, t) \exp(-t/\tau)$ уравнение (79) упрощается

$$\partial n / \partial t = D \Delta n + Q \quad (82)$$

и формально совпадает с уравнением возраста (28), по аналогии с решением которого функцию Грина $G(r, t)$ нестационарного уравнения диффузии (79) можно написать сразу:

$$n(r, t) = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4Dt}\right). \quad (83)$$

Общее для бесконечной однородной среды решение уравнения (79) имеет следующий вид:

$$N(r, t) = \int_0^t dt' \int_{(\infty)} Q(r', t') G(|r - r'|, t - t') dr'. \quad (84)$$

Используя свойство мультипликативности функции пространственно-временного распределения замедленных нейтронов, согласно которому $Q(r, t) = Q(r)q(t)$, получим

$$N(r, t) = \int_0^t q(t') dt' \int_{(\infty)} Q(r') G(|r - r'|, t - t') dr'.$$

Поскольку процесс замедления нейтронов протекает во времени гораздо быстрее процесса диффузии, детали кинетики замедления не могут влиять на временное распределение тепловых нейтронов, поэтому приближенно можно считать, что источники тепловых нейтронов рождаются мгновенно, в момент,

¹ Для максвелловского спектра $\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle^{-1} \equiv \langle v \rangle$.

равный времени собственно замедления нейтронов t_0 до тепловой энергии:

$$q(t) = q_0 \delta(t - t_0),$$

где q_0 — число нейтронов в импульсе генератора; t_0 — время собственно замедления до тепловой энергии.

Тогда

$$N(r, t) = q_0 \int_{(\infty)} Q(r') G(|r - r'|, t - t_0) dr'. \quad (85)$$

Величина интеграла (85) сравнительно слабо зависит от выбора функции $Q(r)$ (особенно при больших t).

Беря $Q(r)$ в возрастном приближении, имеем

$$N(r, t) = q_0 [4\pi\sigma^2(t)]^{-3/2} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau} - \frac{r^2}{4\sigma^2(t)}\right), \quad (86)$$

где $\sigma^2(t)$ — возраст тепловых нейтронов (дисперсия временного распределения $N(r, t)$):

$$\sigma^2(t) = \tau_0 + D(t - t_0), \quad (86')$$

причем τ_0 — фермиевский возраст до тепловой энергии. Выбор других обоснованных аппроксимаций $Q(r)$ не меняет (при достаточно больших t) принципиальных свойств решения и влияет лишь на вид слагаемого, не зависящего от t , в выражении для σ^2 .

Решение (86) обладает достаточно широкой областью применимости: при малом водородосодержании оно справедливо для произвольных r, t , при малых r — для произвольных времен ($t > t_0$) и водородосодержаний, при больших t — для произвольных водородосодержаний и расстояний от источника. Это отвечает физически ясному представлению о кинетике процессов замедления и диффузии нейтронов, в соответствии с которым при больших t пространственно-временное распределение тепловых нейтронов определяется процессом диффузии и практически не зависит от первоначального их распределения. Поскольку в системе скважина — пласт (при условии $\tau_{скв} < \tau_{пл}$) первоначальное распределение нейтронов определяется свойствами заполняющей скважину среды, простое решение (86) для бесконечной однородной среды представляет известный практический интерес.

4.3. СТАЦИОНАРНОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Стационарное пространственное распределение тепловых нейтронов $N(r)$ описывается уравнением диффузии

$$\Delta N(r) - \frac{1}{L_d^2} N(r) = -\frac{1}{D} Q(r); \quad L_d^2 = D\tau, \quad (87)$$

где $Q(r)$ — плотность замедления надтепловых нейтронов, являющаяся распределенным в пространстве источником тепловых нейтронов.

Решение этого уравнения следующее:

$$N(r) = \int Q(r') G(|r - r'|) dr', \quad (88)$$

где $G(r')$ — функция Грина уравнения диффузии для бесконечной однородной среды имеет вид

$$G(r) = e^{-r/L}/4\pi Dr.$$

Если поле нейтронов рассматривается в веществе, для которого выполняется неравенство $L^2 \ll \tau_s$ (τ_s — полный возраст нейтронов), то распределение тепловых нейтронов должно повторять распределение надтепловых (поглощение происходит вблизи места их рождения). В этом случае диффузионное ядро $G(r)$ очень быстро убывает с увеличением разности $|r - r'|$. Представив плотность замедления нейтронов $Q(r)$ в окрестности точки $r - r'$ разложением

$$Q(r') \approx Q(r) + (r - r') \nabla Q(r), \quad (89)$$

подставив выражение (96) в (95) и учтя неравенство $L_d^0 \ll \tau_s$, получим (выполнив интегрирование):

$$N(r) \approx \tau Q(r) [1 + O(L/\sqrt{\tau_s})], \quad (90)$$

Из выражения (90) вытекает возможность оценки среднего времени жизни тепловых нейтронов τ по результатам измерений пространственного распределения надтепловых и тепловых нейтронов от стационарного источника (в однородной безграничной среде).

Поскольку для стационарного источника плотность замедления $Q(r)$ приблизительно пропорциональна плотности $N_{нт}(r)$ надтепловых нейтронов, то, вычислив отношение $N_T/N_{нт}$, получим

$$K = N_T/N_{нт} \sim \alpha^{-1} = \kappa_s/\Sigma_a, \quad (91)$$

(эта величина определяется по так называемому кадмиевому отношению, представляющему собой отношение показаний двух счетчиков, один из которых экранирован кадмиевой фольгой). Величина K^{-1} пропорциональна макроскопическо-

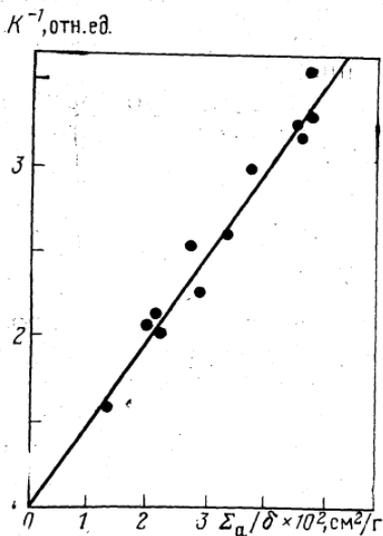


Рис. 38. Обратная величина «кадмиевого отражения» в скважине как функция массового сечения поглощения (по Е. И. Крапивскому)

му сечению поглощения среды и, следовательно, линейно зависит от концентрации поглотителя. Этот практически важный вывод подтверждается результатами экспериментальных измерений в скважинах. На рис. 38 приведена зависимость величины K^{-1} от массового сечения поглощения, нормированная к нулевой концентрации поглотителя (бор). Измерения выполнены в необсаженной скважине диаметром 60 мм прибором диаметром 40 мм; размер зонда 25 см; источник ^{252}Cf ; счетчик нейтронов — СМ-16 с борной экранировкой от заполнения скважины. Возможность перехода к эквивалентной по сечению поглощения (см. раздел 6.2) концентрации позволяет прокалибровать эту зависимость по концентрации любого поглотителя.

Распределение надтепловых нейтронов практически нечувствительно к изменению сечения поглощения среды (изменению минерализации пластовой жидкости), поэтому соотношение (90) позволяет оценить изменение плотности тепловых нейтронов в переходной зоне водонефтяного контакта (без учета влияния скважины, уменьшающего дифференциацию). Учитывая, что в пласте-коллекторе изменение характера флюида, насыщающего поровое пространство (при неизменной пористости и при измерениях на фиксированном размере зонда), обуславливает лишь изменение времени жизни тепловых нейтронов τ при постоянстве водородосодержания, получаем:

$$N_{\text{H}}/N_{\text{B}} \approx \tau_{\text{H}}/\tau_{\text{B}},$$

где N_{H} и N_{B} , τ_{H} и τ_{B} — плотности и времена жизни тепловых нейтронов в нефтеносной и водоносной частях пласта соответственно.

Рассмотрев пространственное распределение замедляющихся нейтронов в одnogрупповом диффузионном приближении и подставив (34) в (88), получим

$$N(r) = \frac{Q\tau (e^{-r/L_s} - e^{-r/L_d})}{4\pi r (L_s^2 - L_d^2)}. \quad (92)$$

Справедливость выражения (92), полученного в двухгрупповом диффузионном приближении, для описания пространственного распределения тепловых нейтронов от точечного источника быстрых нейтронов была подтверждена экспериментами с Pu — Be-источником нейтронов в водных растворах окиси бора при различных температурах (от 35 до 75 °С) и различных концентрациях поглотителя (до 80 г/л).

Из выражения (92) следует, что на больших расстояниях от источника быстрых нейтронов пространственное распределение тепловых нейтронов зависит от свойств среды или через длину замедления L_s или через длину диффузии L_d в зависимости от того, какой из этих параметров обладает наибольшей величиной. Поскольку в водоносных породах, насыщенных минерали-

зованной пластовой жидкостью, длина диффузии всегда меньше длины замедления, на достаточно больших расстояниях выражение (92) можно с хорошим приближением заменить выражением

$$N(r) \approx \frac{Q\tau}{4\pi(L_s^2 - L_d^2)} \frac{e^{-r/L_s}}{r}. \quad (92')$$

Отношение плотностей тепловых нейтронов, измеренных на двух различных (но достаточно больших) расстояниях от источника r_1 и r_2 уже не зависит от тепловых нейтронных характеристик среды (а также от мощности источника нейтронов) [133]:

$$\frac{N(r_1)}{N(r_2)} \approx \frac{r_2}{r_1} e^{-(r_1 - r_2)/L_s}.$$

Величина этого отношения весьма чувствительна к изменению водородосодержания и устойчива по отношению к изменениям минерализации пластовой воды и типа горной породы, которые сильно влияют на величины r и L_d . Этот вывод остается справедливым и в условиях скважинных измерений.

Средний квадрат расстояния, проходимого нейтронами в процессе замедления и диффузии до поглощения, определяет важную нейтронную характеристику среды, называемую площадью миграции нейтронов M^2 :

$$M^2 = \int_0^{\infty} N(r) r^4 dr / 6 \int_0^{\infty} N(r) r^2 dr = \tau_s + L_d^2. \quad (93)$$

Величина $M = \sqrt{M^2}$ называется длиной миграции. Знание этой величины позволяет описывать пространственное распределение тепловых нейтронов от источника быстрых нейтронов в однопоровом диффузионном приближении. Для изучения закономерностей распределения тепловых нейтронов в системе прибор — скважина — пласт удобнее пользоваться не величиной M , а обратной величиной α_M (обратной длиной миграции):

$$\alpha_M = M^{-1}.$$

4.4. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ЗАХВАТА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Закономерности поля захватного гамма-излучения определяются последовательной трансформацией полей излучений в результате следующих процессов: замедление быстрых нейтронов до надтепловой энергии → термализация надтепловых нейтронов (пространственное перемещение нейтронов в процессе термализации называют «трансфузией») → диффузия тепловых нейтронов до их поглощения ядрами породобразующих эле-

ментов → захват нейтронов и снятие возбуждения ядер высвечиванием характеристического гамма-излучения → рассеяние (диффузия) захватного гамма-излучения.

После поглощения теплового нейтрона ядро возбуждается на величину энергии связи захваченного нейтрона ε ($\varepsilon \approx 8$ МэВ). Избыток энергии высвечивается преимущественно в виде гамма-излучения, небольшая часть уносится электронами и электрон-позитронными парами внутренней конверсии, поэтому в достаточно широком энергетическом диапазоне для спектра захватного гамма-излучения хорошо выполняется соотношение

$$\sum_k E_k \nu(E_k) \cong \varepsilon,$$

где $\nu(E_k)$ — число гамма-квантов с энергией E_k (индекс k — номер линии в спектре), испускаемых в результате поглощения одного нейтрона; ε — энергия связи нейтрона в ядре.

Энергетические спектры захватного гамма-излучения условно делятся на три типа. Первый характеризуется малым числом гамма-квантов на один поглощенный нейтрон (захват), причем преобладает прямой переход из возбужденного состояния в основное; большая часть избыточной энергии испускается в виде одного гамма-кванта с энергией, равной энергии связи (спектрами этого типа обладают ядра легких и магических элементов). Спектры второго типа имеют четко выраженную линейчатую структуру, определяемую каскадными переходами из возбужденного состояния в основное (типичны для элементов со средними массовыми числами). Спектры третьего типа являются сплошными при малом выходе захватного гамма-излучения (типичны для тяжелых элементов, за исключением свинца).

Пространственное распределение захватного гамма-излучения определяется выражением

$$\begin{aligned} J_{n\gamma}(r) &= \int dE_{0\gamma} j(E_{0\gamma}) \int dE_\gamma \chi(E_\gamma) \int \Sigma_a \Phi(r') G_\gamma(r-r', E_{0\gamma}, E_\gamma) dr' = \\ &= \tau^{-1} \int dE_{0\gamma} j(E_{0\gamma}) \int dE_\gamma \chi(E_\gamma) \int N(r') G_\gamma(r-r', E_{0\gamma}, E_\gamma) dr', \end{aligned} \quad (94)$$

где $j(E_{\gamma 0})$ — излучающая способность среды, равная числу гамма-квантов с энергией $E_{0\gamma}$, излучаемых единицей объема среды (1 см^3) при поглощении одного нейтрона [для удобства обычно числа захватных гамма-квантов $j(\Sigma_\gamma)$ приводятся на 100 захватов]:

$$j(E_\gamma) \cong \sum_\mu g_\mu j_\mu(E_\gamma) \cong \sum_\mu \frac{\Sigma_{a\mu}}{\Sigma_a} j_\mu(E_\gamma) = \tau \sum_\mu \frac{j_\mu(E_\gamma)}{\tau_\mu};$$

g_μ — парциальная вероятность поглощения тепловых нейтронов μ -м элементом; Φ — плотность потока тепловых нейтронов; τ_μ — время жизни тепловых нейтронов относительно поглощения μ -м элементом; $G_\gamma(r, E_{0\gamma}, E_\gamma)$ — функция распределения гамма-излучения с энергией E_γ от точечного источника с энергией

$E_{0\gamma}$; $\kappa(E_\gamma)$ — энергетическая эффективность детектора гамма-излучения; j_μ — излучающая способность μ -го элемента (изотопа).

Интегральной характеристикой пространственного распределения $J_{n\gamma}(r)$ является площадь миграции¹ (n, γ)-излучения

$$M_{n\gamma}^2 = \int_0^\infty r^4 J_{n\gamma}(r) dr / 6 \int_0^\infty r^2 J_{n\gamma}(r) dr = M_n^2 + L_\gamma^2 \equiv L_s^2 + L_d^2 + L_\gamma^2, \quad (95)$$

где L_γ^2 — квадрат длины переноса (диффузии) гамма-квантов;

$$L_\gamma^2 = \int_0^\infty G_\gamma(r) r^4 dr / 6 \int_0^\infty G_\gamma(r) r^2 dr = \int j(E_{0\gamma}) dE_{0\gamma} \int \eta(E_\gamma) L_\gamma^2 \times \\ \times (E_{0\gamma}, E_\gamma) dE_\gamma / \int j(E_{0\gamma}) dE_{0\gamma} \int \eta(E_\gamma) dE_\gamma.$$

При выполнении расчетов и анализе закономерностей нейтронного гамма-метода необходимо учитывать весьма существенный вклад в регистрируемые показания гамма-излучения неупругого рассеяния. В осадочных породах этот вклад достигает 40 % для Po — Be -источника и 50 % для (D, T)-генератора (однако быстро уменьшается с увеличением размера зонда).

Для жесткого (нерассеянного) гамма-излучения

$$L_\gamma^2 = \frac{1}{3\mu_0^2}; \quad \mu_0 = \mu(E_{0\gamma}). \quad (96)$$

На рис. 39 приведены массовые коэффициенты ослабления гамма-излучения при различных энергиях и для различных элементов. Для нерассеянного излучения L_γ вычислялась Я. А. Чубеком и др. [98]. Для рассеянного гамма-излучения длина миграции L_γ может быть вычислена в приближении фактора накопления. Расчеты проведены С. А. Кантором [81], Р. А. Резвановым и др. [69].

Задавшись явным видом распределения тепловых нейтронов $\Phi(r)$, можно получить выражения, описывающие пространственное распределение захватного гамма-излучения в бесконечной однородной среде. В скважинных условиях измерений эти выражения полезны для приближенного описания излучения, приходящего из пласта, в зависимости от размера зонда и физических свойств исследуемой породы. Однако они не дают правильного представления о результирующей зависимости показаний НГМ, слагающейся, кроме излучения пласта, из излучений, возникающих в среде, заполняющей скважину, в корпусе глубинного прибора и т. д. (см. раздел 5.8).

Рассмотрим выражение для $J_{n\gamma}(r)$ в частном случае одно-

¹ Впервые плодотворность использования параметра $M_{n\gamma}$ была показана С. П. Омесем и А. Ф. Чуйковым в связи с обоснованием двухзондовой модификации НГМ для выделения газонасыщенных пластов.

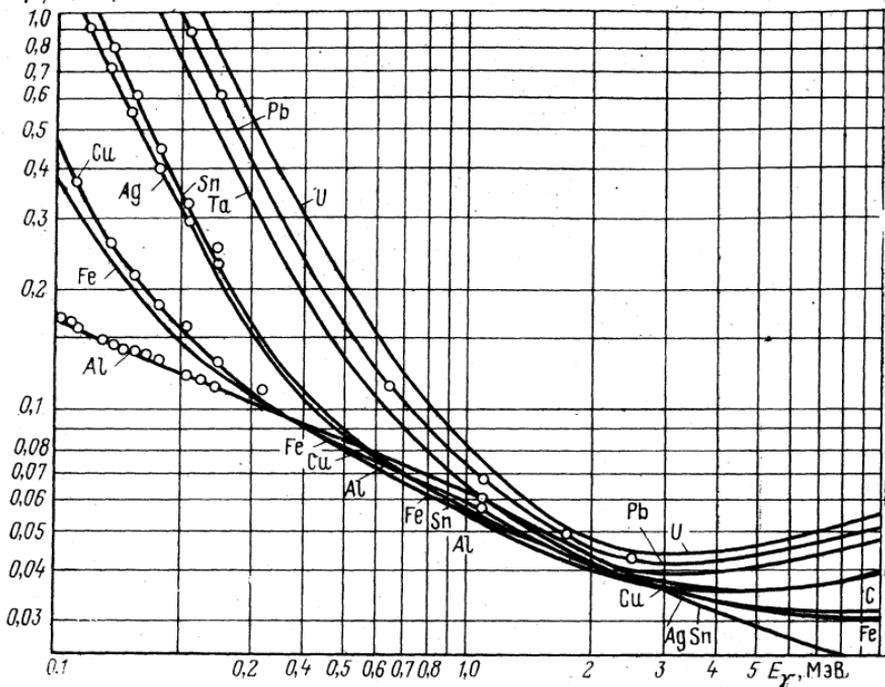
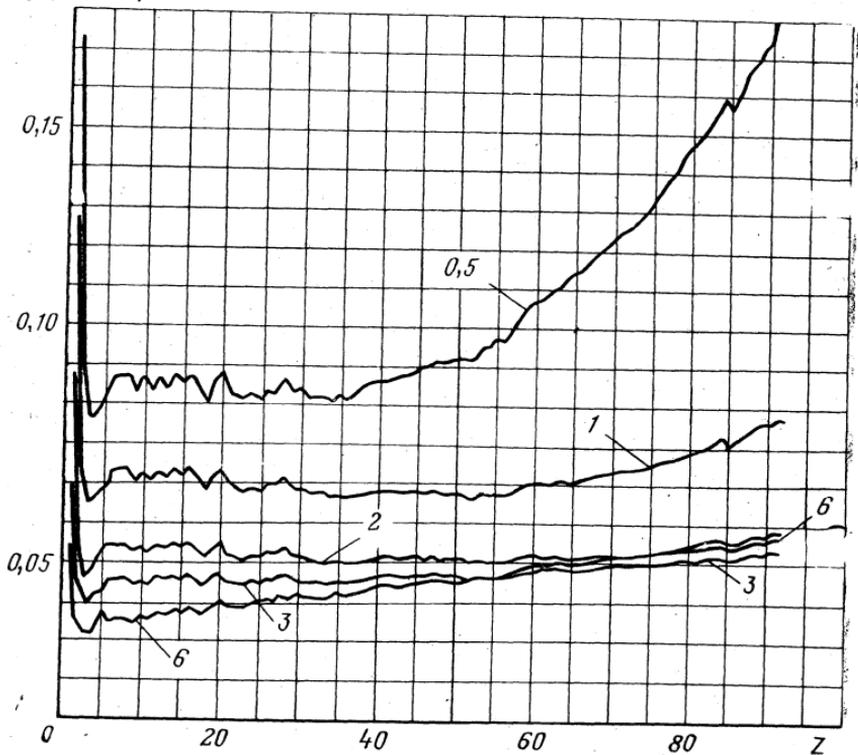
a $\mu/\delta, \text{cm}^2/\text{r}$ **б** $\mu/\delta, \text{cm}^2/\text{r}$ 

Рис. 39. Зависимость массового коэффициента ослабления μ/δ от энергии гамма-квантов (а) и атомного номера Z элемента (б).

Шифр кривых — энергия гамма-квантов в МэВ

родной среды высокого водородосодержания с изменяющейся концентрацией поглотителей тепловых нейтронов (переменной минерализацией жидкости). Для сред с высоким водородосодержанием выполняется неравенство $L_d^2 \ll \tau_s$ и справедливо соотношение

$$N(r) = \tau Q(r),$$

где $Q(r)$ — плотность замедления надтепловых нейтронов.

Учитывая, что $Q(r)$ и коэффициенты поглощения гамма-квантов μ_0 в рассматриваемом случае не зависят от минерализации, пренебрегая зависимостью μ_0 от E_γ и обозначая через $J_{n\gamma}$ и q^* величины, соответствующие минерализованной жидкости, а через $J_{n\gamma}$ и q^* — пресной жидкости, получаем

$$J_{n\gamma}/\bar{J}_{n\gamma} = q^*/\bar{q}^*, \quad (97)$$

где

$$q^* = \int \eta(E_\gamma) q(E_\gamma) dE_\gamma$$

и интегрирование распространено на весь спектр энергий гамма-квантов радиационного захвата.

Это соотношение позволяет пересчитать эталонную единицу НГМ (показание прибора в пресной воде) на показание в минерализованной воде.

4.5. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЕЩЕСТВА И МЕТОДЫ ИХ РАСЧЕТА

Полученное в диффузионном приближении выражение для длины диффузии справедливо лишь в случае слабого поглощения.

Отказавшись от рассмотрения уравнения переноса тепловых нейтронов в диффузионном приближении, можно показать, что в общем случае длина диффузии определяется трансцендентным уравнением (приводим без вывода)

$$A_0(x) + \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (lx)^{-l} B_l A_l(x) \beta_l(x) = h^{-1}, \quad (98)$$

где $x = \lambda/L_d$; $A_l(x) = \frac{1}{x} Q_l\left(\frac{1}{x}\right)$ [$Q_l(x)$ — функция Лежандра

II рода порядка l].

Величины B_l представляют собой коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра относительно

косинуса угла рассеяния. Функции $\beta_l(x)$ удовлетворяют рекуррентному соотношению:

$$\beta_l(x) = \frac{2l-1}{l-1} (1 - hB_{l-1}) \beta_{l-1}(x) - \frac{l-1}{l-2} x^2 \beta_{l-2}(x), \quad (99)$$

причем

$$\beta_1 = 1 - h \equiv g; \quad \beta_2(x) = 3g(1 - h\bar{\mu}) - x^2.$$

Величина x зависит от полной вероятности рассеяния h и типа индикатрисы рассеяния, определяемого набором коэффициентов ее разложения $\{B_l\}$. Следовательно, имеется возможность приближенного определения типа индикатрисы рассеяния на основании диффузионных измерений в замедлителях известного состава.

На рис. 40 представлены результаты измерений длины диффузии более чем в тридцати различных замедлителях, обработанные в координатах $x^2 = f(g)$, и зависимости, вычисленные по уравнению (98) для изотропной и линейно-анизотропной индикатрис рассеяния (для последней — при двух значениях среднего косинуса угла рассеяния $\cos\gamma \equiv \bar{\mu}_0$). Экспериментально полученные зависимости дифференцированы по типам индикатрис рассеяния, причем это особенно заметно в случае «отравленных» сред (H_2O и D_2O). Важно отметить, что для интерпретации всего многообразия данных оказывается достаточным представление об анизотропии рассеяния первого порядка. Усиление анизотропии рассеяния в водных растворах поглотителя при увеличении концентрации последнего объясняется ужесточением спектра тепловых нейтронов (повышением температуры нейтронного газа).

Зависимость $x^2(g)$ есть по существу зависимость обратного квадрата длины диффузии тепловых нейтронов от числа рассеивающих столкновений (числа взаимодействий, испытанных ими до поглощения в среде). Физически этот результат следует из того, что число столкновений до поглощения ν равно отношению длины пути λ_a , проходимого нейтроном до поглощения, к полной длине свободного пробега λ :

$$\nu = \lambda_a/\lambda \equiv g^{-1}.$$

При слабом поглощении ($g \ll 1$) уравнение (98) дает явное выражение для x^2 :

$$x^2 = \frac{3.5}{5.3\alpha} \gamma - \frac{(7+5\alpha) 3^3 \cdot 5^2}{7(5+3\alpha)^3} \gamma^2 + \dots, \quad (100)$$

где

$$\alpha = 3g\bar{\mu}; \quad \gamma = \frac{\langle \Sigma_a \rangle \langle \Sigma_{tr} \rangle}{\langle \Sigma_s \rangle \langle \Sigma_t \rangle}.$$

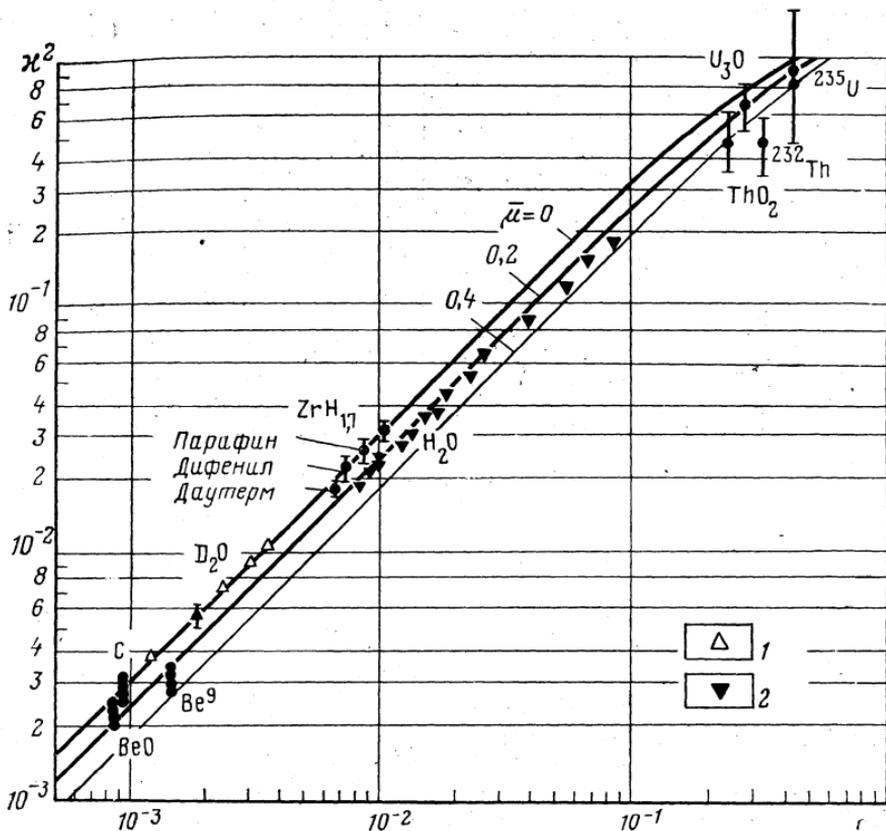


Рис. 40. Универсальная зависимость для определения обратного квадрата длины диффузии тепловых нейтронов (в единицах λ).

1 — D_2O (отравление бором); 2 — H_2O (отравление бором и кадмием). Экспериментальные данные различных исследователей: по ^{12}C — А. В. Антонов и др.; С. Титтл, Э. Сегре, Л. Карлбом, И. Саго и Г. Теллье; по BeO — И. Ф. Жежерун, А. Кехлин; по Be — А. К. Красин и др., И. Ф. Жежерун, данные КАЭ США; по D_2O — С. Кэш и Д. Вудс; В. Раевский, Н. Бауманн, Н. Гангули и др.; по даутерму — М. Кюхле, Л. Н. Юрова и др., Ф. Деманинс; по дифенилу — Л. Н. Юрова и др., Р. Бауэр, А. Бод и др.; по парафину — Ч. Титтл, Б. Гримланд, Л. Эш; по гидриду циркония — Дж. Мидоус; по H_2O — А. В. Антонов и др.; М. Рейер, Н. Матееску и В. Нагорняк, Дж. де Юрен и Г. Розенвассер; Н. Шостранд, Г. фон Дардел; по ThO_2 , U_3O_8 , Th и ^{235}U — данные комиссии по атомной энергии (КАЭ) США

Если выполняется (при слабом поглощении) условие $\alpha \ll \ll 1$ ($g\bar{\mu} \ll 1/3$), то (100) приобретает вид

$$x^2 = 3\gamma_0 - 5,40\gamma_0^2 + 7,868\gamma_0^3 - \dots, \quad (100')$$

где

$$\gamma_0 = \frac{g}{1-g} (1 - \bar{\mu}).$$

Диффузионному приближению, справедливому при слабом поглощении, соответствует первый член в разложении (100'). На рис. 41 показана зависимость обратного квадрата длины диффузии от величины полного макроскопического сечения по-

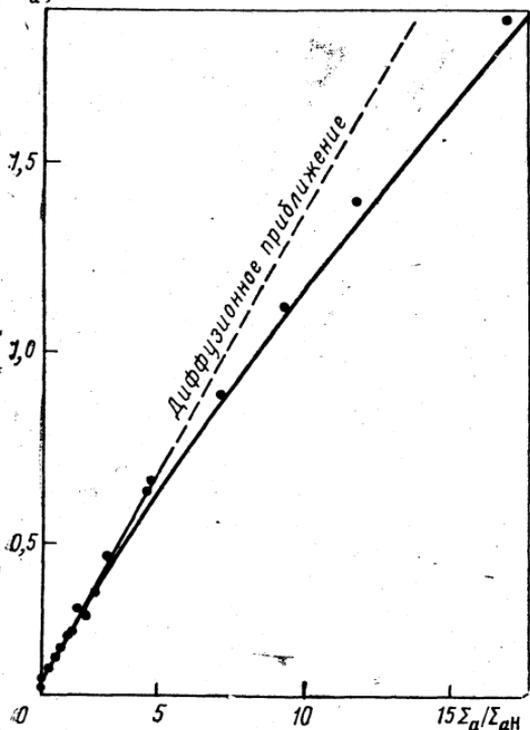
$L_d^{-2}, \text{см}^{-2}$ 

Рис. 41. Зависимость обратного квадрата длины диффузии от величины полного макроскопического сечения поглощения водного раствора поглотителя. $\Sigma_a / \Sigma_{aN} = \gamma$.

Результаты экспериментов по методу «отравления» (М. Рейер, М. Матеску, В. Нагорняк)

свободного пробега, достигается не асимптотически, а при некотором конечном сечении поглощения.

Рассмотрим температурную зависимость длины диффузии и коэффициента диффузии тепловых нейтронов. После открытия явления замедления нейтронов оставалось неясным, достигают замедленные нейтроны тепловых скоростей или нет. П. И. Лукирский и Т. В. Царева (1935 г.) впервые убедительно показали, что в спектре замедленных нейтронов существует область зависящая от термодинамической температуры замедлителя. Таким образом, было установлено, что замедленные нейтроны действительно приходят в тепловое равновесие с веществом замедлителя. Зависимость длины диффузии тепловых нейтронов от температуры была обнаружена Э. Ферми и грубо измерена для воды уже в 1942 г.

Температурные зависимости диффузионных параметров из-

глощения водного раствора поглотителя (в единицах макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов протонами), построенная по экспериментальным данным различных исследователей в сравнении с предсказанием теории диффузии. Этот график служит конкретной иллюстрацией области применимости диффузионного приближения в поглощающих средах.

При больших поглощениях уравнение диффузии и уравнение переноса дают качественно различные результаты. Согласно диффузионному приближению $\kappa(g \rightarrow 1) \rightarrow \infty$, тогда как из теории переноса и очевидных физических соображений необходимо, чтобы $\kappa \rightarrow 1$ (при $g \rightarrow 1$ число взаимодействий тепловых нейтронов $\gamma \rightarrow 1$). Интересное обстоятельство, выявленное при численном расчете, состоит в том, что минимальная величина длины диффузии, равная величине полного

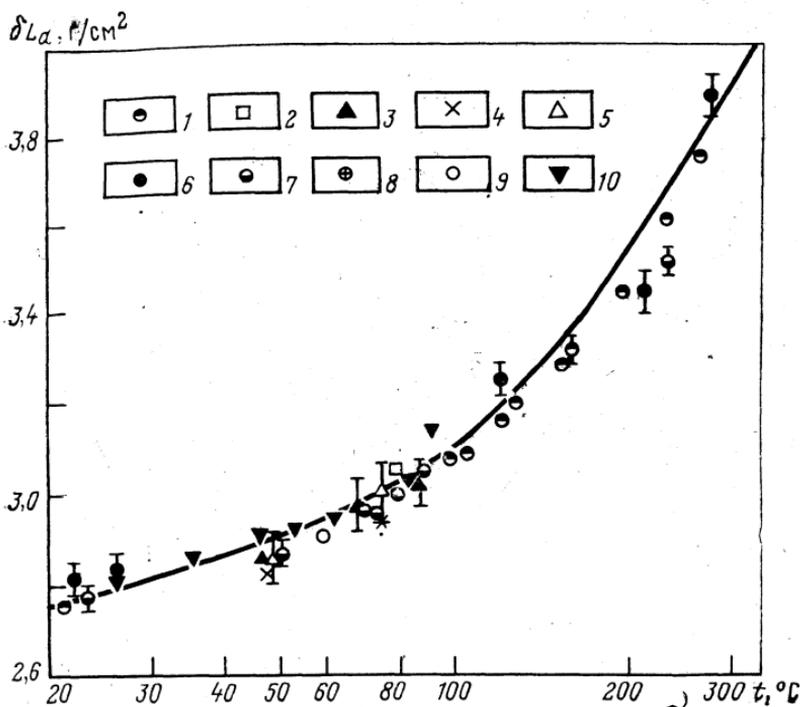


Рис. 42. Зависимость длины диффузии δ/L_d тепловых нейтронов в воде от температуры.

Экспериментальные данные: 1 — А. В. Антонов и др. (1962 г.); 2 — А. В. Антонов и др. (1955 г.); 3 — И. Чикаи и др.; 4 — В. Дио; 5 — В. Дио, Е. Шоппер; 6 — М. Кюхле; 7 — В. Лопец, Л. Байстер; 8 — М. Рейер, Дж. де Юрен; 9 — К. Рокей, В. Сколник; 10 — В. Уилсон и др.

мерены для ряда замедлителей. Наибольшее число экспериментов выполнено с обычной водой (рис. 42).

Изменение диффузионных параметров тепловых нейтронов с повышением температуры замедлителя объясняется ужесточением спектра тепловых нейтронов и изменением плотности вещества. Повышение скорости нейтронов вызывает увеличение коэффициента диффузии и (вследствие уменьшения сечения захвата) длины диффузии.

Изменение диффузионных параметров с температурой наиболее существенно влияет на пространственное распределение тепловых нейтронов в средах со слабым поглощением, когда длина диффузии больше длины замедления или сравнима с ней по величине.

Рассмотрим количественную связь диффузионных характеристик замедлителя с его температурой при слабом поглощении, когда

$$L^2(T) = [3 \langle \Sigma_a(T) \rangle \langle \Sigma_{tr}(T) \rangle]^{-1}.$$

Примем, что сечение переноса тепловых нейтронов изменяется с энергией по закону

$$\Sigma_{tr}(E, T) \sim \delta(T) E^{-n}, \quad n > 0,$$

а сечение захвата — по закону $1/v$:

$$\Sigma_a(E, T) = \delta(T) E^{-1/2}.$$

Тогда [36]

$$\begin{aligned} \langle \Sigma_{tr}(T) \rangle &= \frac{\delta(T)}{\delta_0} \int \Sigma_{tr}(E, T_0) M(E, T) dE = \\ &= \frac{1}{\Gamma(2+n)} \frac{\delta(T)}{\delta_0} \Sigma_{tr}(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n+1/2} \end{aligned}$$

(интегрирование распространено до бесконечности, поскольку подынтегральная функция быстро убывает при $E \rightarrow \infty$); $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера.

Зависимость длины диффузии от температуры приобретает следующий вид:

$$L_d(T) = L(T_0) \frac{\delta_0^2}{\delta(T)} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{2n+1}{4}}, \quad (101)$$

где

$$L_d(T_0) = \left[\frac{2}{3\sqrt{\pi}} \Gamma(2+n) \lambda_a(T_0) \lambda_{tr}(T_0) \right]^{1/2}.$$

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов при слабом поглощении определяется выражением

$$D(T) = L_d^2(T) / \tau(T).$$

При сильном поглощении эта величина (в отличие от длины диффузии) теряет физический смысл.

При поглощении по закону $1/v$ произведение $\delta(T)\tau(T)$ не зависит от температуры. Температурная зависимость величины $\tau(T)D(T)$ совпадает с температурной зависимостью квадрата длины диффузии:

$$\frac{\delta(T)}{\delta_0} D(T) \tau(T) = \frac{\delta^2(T)}{\delta_0^2} L_d^2(T),$$

следовательно

$$D(T) = \frac{\delta_0}{\delta(T)} D(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n + \frac{1}{2}}, \quad (102)$$

где

$$\begin{aligned} D(T_0) &= \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \Gamma(2+n) \lambda_{tr}(T_0) v_0, \\ v_0 &= 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с.} \end{aligned}$$

Результаты расчетов температурной зависимости длины диффузии нейтронов в воде, выполненных по формуле (101) (см. рис. 42), хорошо согласуются с экспериментальными данными при $n=0,5$, т. е. длина переноса тепловых нейтронов в воде пропорциональна скорости нейтронов. Таким образом, измерение температурной зависимости диффузионных характеристик позволяет установить характер зависимости сечения переноса от энергии.

Температурные зависимости диффузионных параметров углеводородов могут быть более сильными (моноизопропилдифенил, тетрадекан) и более слабыми (парафин, дифенил), чем в случае воды, обнаруживая определенную корреляцию с температурной зависимостью вязкости (рис. 43).

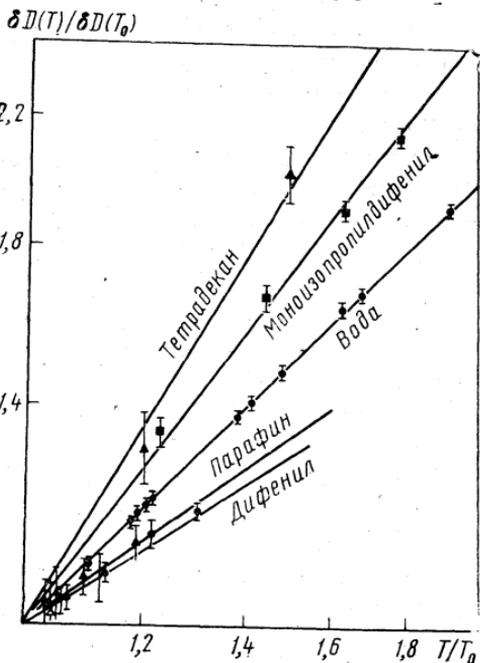


Рис. 43. Температурная зависимость коэффициента диффузии тепловых нейтронов (без плотностного эффекта) для некоторых углеводородных соединений (по экспериментальным данным Л. Н. Юровой и др.) [90] и воды.

Показатель n температурных зависимостей диффузионных характеристик некоторых веществ

Вода	$0,45 \pm 0,05$	Спирт	$0,65 \pm 0,05$
Тетрадекан	$0,80 \pm 0,11$	Моноизопропилдифенил	$0,70 \pm 0,05$
Дифенил	$0,35 \pm 0,05$	Анизол	$0,65 \pm 0,10$

Повышение температуры спектра тепловых нейтронов с ростом температуры замедлителя вызывает некоторое уменьшение длины замедления нейтронов до тепловой энергии.

Относительное изменение длины замедления ϵL_s легко может быть оценено:

$$\epsilon L_s = 1 - \frac{L_s(T)}{L_s(T_0)} < \frac{1}{2u} \ln \left(\frac{T}{T_0} \right), \quad T > T_0,$$

(u — летаргия). Поскольку для быстрых нейтронов, замедляющихся до тепловых энергий, $E_0 \leq 14$ МэВ, $u \approx 20$, $T/T_0 < 5$, то $\epsilon L_s < 0,04$.

Изменение пространственного распределения надтепловых нейтронов при высоких температурах и давлениях обусловлено лишь изменением физических свойств замедлителя [48].

Среди методов измерения диффузионных характеристик τ и \bar{D} наибольшее распространение получили импульсный метод и метод «отравления» (более подробно см. [40, 51, 81]). Первый основан на измерении декремента λ временного спада импульса тепловых нейтронов в образце исследуемого вещества определенной формы различного размера. Измеряемая величина λ связана с определяемыми параметрами τ и D уравнением [32]

$$\lambda = \frac{1}{\tau} + DB^2 - CB^4 + \dots, \quad (103)$$

в котором B^2 — так называемый материальный параметр (минимальное собственное число оператора Лапласа для образца данной формы и размеров), C — коэффициент диффузионного охлаждения. Таким образом, измеряя зависимость $\lambda(B^2)$ и аппроксимируя ее параболой (103), можно определить τ , D и C .

В методе «отравления» длина диффузии тепловых нейтронов исследуется как функция сечения поглощения вещества. Обратный квадрат длины диффузии L_d^{-2} может быть выражен через нейтронные параметры, измеряемые импульсным методом (Г. Хонэк):

$$L_d^{-2} (D\tau)^{-1} \left(\gamma - \frac{C}{D^2\tau} \gamma^2 + \frac{2C}{D^4\tau^2} \gamma^3 - \dots \right), \quad (104)$$

где γ — макроскопическое сечение поглощения, измеренное в единицах макроскопического сечения поглощения «неотравленного» замедлителя. Это соотношение позволяет вычислить длину диффузии не только по параметрам импульсного метода, измеренным в этой же среде, но и по параметрам «неотравленной» среды в «отравленном» замедлителе. В качестве иллюстрации практического применения соотношения (104) на рис. 41 сплошной линией показана зависимость $L_d^{-2}(\gamma)$ для воды:

$$L_d^{-2} = 0,136\gamma - 0,0021\gamma^2 + 0,640 \cdot 10^{-4}\gamma^3; \quad (104')$$

эта зависимость вычислена по данным А. В. Антонова и др. ($\tau = 207 \cdot 10^{-6}$ с; $D = 0,355 \cdot 10^5$ см²/с; $C = 4 \cdot 10^3$ см⁴/с).

4.6. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАСТОВЫХ ФЛЮИДОВ — НЕФТИ, ВОДЫ И ПРИРОДНЫХ ГАЗОВ

Осадочные горные породы состоят из двух основных компонентов — твердого минерального каркаса (скелета) и флюидов, насыщающих поровое пространство, — нефти, воды и газа. Диффузионные характеристики горной породы в целом можно вычислить, если известны диффузионные характеристики твердой фазы и пластовых флюидов, а также петрофизические параметры пласта: пористость, водо-, нефте- и газонасыщенность.

Для породы, состоящей из смеси n минералов, каждый из

которых состоит из k элементов ($1 \leq j \leq n$), общее сечение поглощения определяется суммой микросечений поглощения порообразующих элементов с учетом объемного содержания минералов:

$$\Sigma_a = \frac{\delta}{q} \sum_{j=1}^n \frac{1}{M_j} \sum_{i=1}^k v_i \sigma_{ai}, \quad (105)$$

где δ — плотность породы; q — атомная единица массы; M_j — молекулярная масса минерала; v_i — число атомов i -го элемента в молекуле минерала; σ_{ai} — сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами i -го порообразующего элемента.

Если через K_i обозначить доли объема, занимаемого скелетом, пластовой жидкостью, нефтью и газом, то

$$\Sigma^* = \sum_{i=1}^m K_i \Sigma_i^*; \quad D = \left(\sum_{i=1}^m K_i D_i^{-1} \right)^{-1}, \quad (105')$$

где Σ_i^* и D_i — диффузионные параметры компонент породы — скелета и флюидов соответственно.

Примечание. Здесь и далее обратные времена жизни тепловых нейтронов τ^{-1} для удобства обозначены через Σ^* .

Диффузионные характеристики нефти

Диффузионные параметры нефти для тепловых нейтронов определены экспериментально (табл. 15).

Таблица 15
Диффузионные характеристики нефти и воды [51]

Параметры	Нефть при 14° С	Вода при 14° С	Вода при 21° С
τ , мкс	214 ± 3	207	207
D , см ² /с	33700 ± 1000	34800	35500
C , см ⁴ /с	1800 ± 600	3700	4000

Результаты теоретических расчетов величин τ и D хорошо согласуются с этими данными. Таким образом, при нормальных условиях время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов в сепарированной (дегазированной) нефти практически такие же, как у пресной воды. Исключение составляет коэффициент диффузионного охлаждения C , что объясняется различием молекулярной структуры воды и нефти. Это позволяет предполагать, что температурная зависимость коэффициента диффузии нейтронов в нефти будет отличаться от соот-

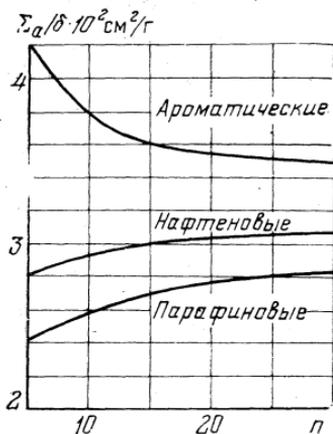


Рис. 44. Вспомогательные зависимости для расчета макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов в нефтях различного состава

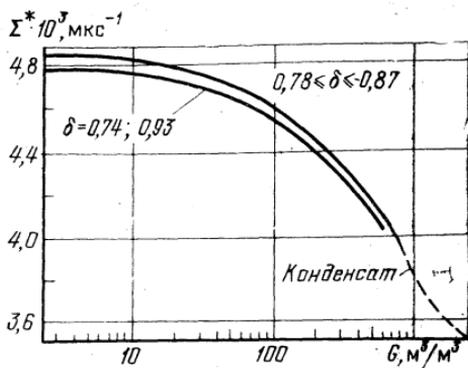


Рис. 45. Зависимость величины обратного времени жизни тепловых нейтронов в нефти от количества растворенного в ней газа и ее плотности (плотность указана для дегазированной нефти при нормальных условиях в г/см^3)

ветствующей температурной зависимости коэффициента диффузии нейтронов в воде.

Содержащаяся в нефти в небольших количествах сера не влияет на величину τ . В незначительных количествах (порядка 10^{-4} — 10^{-5} %) присутствует в нефти и бор, поэтому основным поглотителем тепловых нейтронов в жидких углеводородах является водород.

Величина макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов для нефти зависит от ее углеводородного состава и плотности; при количественной интерпретации данных ИНМ Σ^* нефти желательно вычислять для каждого отдельного пласта.

Водород обладает в 100 раз большим сечением захвата тепловых нейтронов, чем углерод, поэтому Σ^* нефти почти полностью определяется содержанием водорода. Углеводороды нефти описываются формулой $\text{C}_n\text{H}_{2n+z}$, в которой z тесно коррелирует с n , принимая различные значения для ароматических, нафтеновых и парафиновых соединений. Используя известную корреляцию $z(n)$ [106], можно получить удобную зависимость для определения Σ_a нефти по известному составу и плотности (рис. 44).

В пластовых условиях в нефти содержится растворенный газ, количество которого зависит от термодинамических условий залегания пласта — давления и температуры. Вследствие наличия растворенного газа нефть в пластовых условиях занимает больший объем, и ее свойства (включая нейтронные ха-

рактеристики) отличаются от свойств той же нефти, находящейся при нормальных условиях.

Количество растворенного в нефти газа характеризуется величиной объемного коэффициента b , определяющего отношение объема нефти в пластовых условиях к объему того же количества нефти после отделения газа на поверхности: $b = V_{\text{п}}/V_0$, где $V_{\text{п}}$ — объем нефти в пластовых условиях; V_0 — объем нефти при атмосферном давлении и $t = 20^\circ\text{C}$ после дегазации. Чем больше величина b , тем сильнее отличаются диффузионные параметры пластовой нефти от соответствующих значений при нормальных условиях. Поскольку растворимость газов в нефти существенно зависит от их состава, последний также будет влиять на величины D и τ .

Таким образом, хотя диффузионные параметры нефти при атмосферных условиях практически совпадают с диффузионными характеристиками пресной воды, в условиях естественного залегания они отличаются, и тем больше, чем выше газовый фактор нефти и легче попутные газы.

На рис. 45 приведена зависимость обратного времени жизни тепловых нейтронов в нефти при пластовых условиях от ее газового фактора и плотности. Эта зависимость в единицах 10^3 мкс^{-1} вычислена по формуле

$$\Sigma^* = \frac{\delta_0}{b} (11,8 - 7\delta_0) + \frac{\gamma}{b} (0,71 - 0,18\gamma) G \cdot 10^{-3},$$

в которой δ_0 — плотность дегазированной нефти при нормальных условиях; γ — плотность газа относительно воздуха (в расчетах принято $\gamma = 0,7$); G — газовый фактор нефти. Вывод этой формулы (в другой системе единиц измерения) дан в работе [108], где рекомендованы следующие эмпирические соотношения для определения коэффициента b : 1) для нефти $b = 1 + 2,1 \cdot 10^{-3} G$; 2) для конденсата $b = 0,9 + 2,3 \cdot 10^{-3} G$.

Диффузионные характеристики пластовой воды

Химический состав пластовых вод определяется многими факторами: минеральным составом пласта, характером его гидрогеологического режима, возрастом пород, термодинамическими условиями и т. д. Коэффициент диффузии тепловых нейтронов практически не зависит от минерализации воды, однако наличие солей существенно изменяет время жизни тепловых нейтронов. Наибольшее влияние оказывает изменение содержания в пластовой воде ионов хлора, обладающего большим сечением поглощения.

При расчетах времени жизни тепловых нейтронов в пластовых водах необходимо иметь в виду, что состав и минерализация связанной и пластовой вод могут заметно различаться.

Поскольку количество связанной (реликтовой) воды в горных породах коррелирует с пористостью (через проницаемость), минерализация даже в литологически однородных пластах разной пористости может быть различной.

Обратное время жизни тепловых нейтронов (в мкс⁻¹) в пластовой воде, содержащей NaCl, удобно вычислять по формуле

$$\Sigma^* = (4,840\delta + 7,245 \cdot 10^{-2}C) \cdot 10^{-3},$$

где δ — плотность раствора в г/см³; C — содержание NaCl в г/л.

Солянокислотная обработка карбонатных пород вызывает резкое увеличение Σ_a пластового флюида. Хлористый кальций, являющийся продуктом реакции, хорошо растворим в воде, и концентрация раствора зависит от первоначальной концентрации кислоты. Для водного раствора хлористого кальция, образованного в реакции HCl с CaCO₃:

$$\Sigma^* = (4,840\delta + 1,232Y) \cdot 10^{-3},$$

где Y — концентрация HCl в %. Кислоты высокой концентрации дают растворы CaCl₂ с сечением поглощения намного большим, чем насыщенные растворы NaCl.

Таким образом, хотя расчет времени жизни нейтронов в пластовой воде несложен, для получения достоверного результата необходим предварительный тщательный анализ имеющейся гидрогеологической и промыслово-геологической информации.

Диффузионные характеристики природных газов

Нейтронные характеристики природных газов существенно зависят от их состава и термодинамического состояния — пластового давления и температуры, определяемых условиями залегания пласта-коллектора. Пластовые условия нефтяных и газовых месторождений весьма разнообразны, поэтому учет давления и температуры при расчетах нейтронных параметров газов (и газоносных пород в целом) имеет исключительно важное значение. Время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов в газах вычисляются по формулам (80) и (81), в которых плотность газа δ определяется выражением

$$\delta = \frac{Mp}{zRT}, \quad (106)$$

где M — молекулярная масса газа; p — пластовое давление; z — коэффициент сжимаемости; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура пласта.

Таким образом, плотность ядер каждого элемента в составе природного газа

$$n_i = \nu_i \rho / zRT,$$

где ν_i — число атомов i -го элемента в молекуле.

Из определений величин D и τ , а также из выражения (106) следует, что если известны параметры $D(p_1, T_1)$ и $\tau(p_1, T_1)$, то значения D и τ при других термодинамических условиях (p_2, T_2) можно вычислить при помощи простых соотношений

$$\tau(p_2, T_2) = \tau(p_1, T_1) \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \left(\frac{T_2}{T_1} \right); \quad (107)$$

$$D(p_2, T_2) = D(p_1, T_1) \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

(при условии $z = \text{const}$).

Поскольку природные газы представляют собой смесь углеводородных газов с неуглеводородными, коэффициент сжимаемости z газовой смеси вычисляется с учетом закона псевдоприведенных свойств газов. Из формул (107) следует, что наибольшее влияние на величину нейтронных характеристик τ и D природных газов оказывает пластовое давление p . С ростом величины p значения τ и D заметно уменьшаются, при фиксированном значении p с повышением температуры значения τ и D несколько увеличиваются.

По составу природные газы делят на газы чисто газовых месторождений, газонефтяных и газоконденсатных месторождений. Основным компонентом природных газов является метан.

На рис. 46 показана зависимость от давления и температуры величины обратного времени жизни нейтронов в газообразном метане. В газах газовых месторождений содержание метана колеблется от 75 до 99 %. Эти газы представляют собой смесь углеводородов (метана, этана, пропана, бутана, пентана и т. д.) с неуглеводородными газами (углекислым, сернистым, азотом и т. п.). Содержание азота может изменяться в довольно широких пределах — от долей процента до 20 %.

Газы газоконденсатных ме-

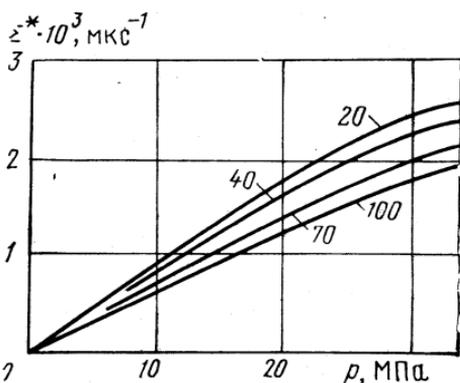


Рис. 46. Зависимость обратного времени жизни тепловых нейтронов в газообразном метане от давления и температуры.

Шифр кривых — температура в °C

Химический состав и нейтронные параметры природных газов по ряду газовых месторождений [9]

Месторождение	Начальное пластовое давление, МПа	Температура пласта t , °C	Плотность по воздуху γ	Химический состав, %							Время жизни нейтронов τ , мкс	Коэффициент диффузии $D \cdot 10^{-4}$ см ² /с
				CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	C ₅ H ₁₂	N ₂	CO ₂		
Челбасское	22,5	95	0,639	89,45	4,95	1,49	0,53	1,28	1,20	1,10	650	10,7
Карадаг	38,5	120	0,629	96,50	1,31	0,82	0,33	0,14	—	0,41	484	8
Старо-Минское	21,0	71	0,791	75,25	9,71	6,02	2,38	3,70	—	0,40	544	9
Северный Сох	15,2	49	0,688	82,80	8,80	3,60	0,50	1,45	1,83	0,02	800	13,3
Радченково	13,0	55	0,837	90,00	4,24	1,81	0,85	—	3,10	—	910	15
Рудки	10,0	40	0,764	98,74	0,70	0,08	—	—	0,84	0,075	1220	20
Анастасевско-Троицкое	87,0	38	0,665	99,09	0,41	—	—	—	—	0,50	1480	23,8
Опары	36,6	26	0,570	97,95	0,13	0,05	0,08	—	1,66	0,13	3565	57,7

сторождений отличаются повышенным содержанием этана (около 5%), пропана и бутана (около 2,5%), причем с увеличением глубины залегания количество пропана и бутана заметно повышается.

Состав попутных газов нефтяных месторождений характеризуется повышенным (по сравнению с газами чисто газовых месторождений) содержанием тяжелых углеводородов за счет уменьшения концентрации метана.

Изменение химического состава газа, в частности содержания тяжелых углеводородов, влияет на нейтронные характеристики главным образом через плотность.

Время жизни тепловых нейтронов τ_r в газовой смеси с плотностью γ (относительно воздуха) можно вычислить через время жизни τ_{CH_4} их в метане (при тех же термодинамических условиях) по формуле [108]

$$\tau_r = \frac{4,35}{1 + 6,1\gamma} (\tau)_{CH_4}.$$

В табл. 16 приведены расчетные значения нейтронных характеристик τ и D природных газов ряда месторождений [9]. Они подобраны таким образом, чтобы наиболее полно охарактеризовать диапазон изменения состава газов, пластовых давлений и температур.

4.7. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИНЕРАЛЬНОГО СКЕЛЕТА ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

В общем случае пористого пласта, содержащего глинистый материал, воду и углеводороды (нефть или газ), обратное время жизни тепловых нейтронов Σ^* вычисляется по формуле

$$\Sigma^* = (1 - k_{\text{гл}} - k_{\text{п}}) \Sigma_{\text{ск}}^* + k_{\text{гл}} \Sigma_{\text{гл}}^* + k_{\text{п}} k_{\text{в}} \Sigma_{\text{в}}^* + k_{\text{п}} (1 - k_{\text{в}}) \Sigma_{\text{н}}^* \quad (108)$$

где $\Sigma_{\text{ск}}^*$, $\Sigma_{\text{гл}}^*$, $\Sigma_{\text{в}}^*$, $\Sigma_{\text{н}}^*$ — обратные времена жизни тепловых нейтронов в скелете породы, глине, пластовой воде, нефти (газе) соответственно; $k_{\text{п}}$ — доля объема пласта, заполненная флюидом; $k_{\text{гл}}$ — объем глинистого материала на единицу объема пласта; $k_{\text{в}}$ — коэффициент водонасыщенности.

Для обратной величины коэффициента диффузии D^{-1} тепловых нейтронов в пласте справедливо аналогичное выражение:

$$D^{-1} = (1 - k_{\text{гл}} - k_{\text{п}}) D_{\text{ск}}^{-1} + k_{\text{гл}} D_{\text{гл}}^{-1} + k_{\text{п}} k_{\text{в}} D_{\text{в}}^{-1} + k_{\text{п}} (1 - k_{\text{в}}) D_{\text{н}}^{-1}. \quad (108')$$

В табл. 11 приведены расчетные значения τ и D для порообразующих минералов [13, 40, 55, 81]. Они показывают, что для осадочных пород величина τ может изменяться почти на два порядка (τ_{max} — у кварца, τ_{min} — у галита). Для горных пород в целом пределы изменения этого параметра еще более широки: в угленосных отложениях τ может быть в 10 раз больше, чем у кварца, а борсодержащие породы могут характеризоваться временем жизни нейтронов, существенно меньшим, чем у каменной соли.

По величине длины диффузии тепловых нейтронов L_d порообразующие минералы можно разделить на три группы. К первой относятся водородосодержащие минералы с элементами Li, B, Cl, Mn, Co, Hg, сильно поглощающими тепловые нейтроны. Во вторую группу входят безводные минералы, содержащие K, Ti, Sr, Fe, Cu, Mo, Ba (элементы первой группы во вторую уже не входят). К третьей группе относятся минералы с элементами, не входящими в состав первых двух групп. Поскольку время жизни тепловых нейтронов не характеризует рассеивающих свойств сред, по величине τ отчетливо выделяются только минералы первой группы, включающие отмеченные выше сильные поглотители.

Можно отметить некоторые общие закономерности изменения диффузионных характеристик, присущих минеральному скелету осадочных пород. Наиболее широкий диапазон изменения τ (почти в 160 раз) отмечается у порообразующих минералов химического и биохимического происхождения, значительно меньший — у обломочных (почти в 8 раз) и еще более узкий — у глинистых минералов (почти в 2 раза). Аналогичные закономерности свойственны коэффициенту диффузии: у минералов химического и биохимического происхождения D изменяется

почти в 8 раз, у минералов обломочных и глинистых пород — примерно в 4,5 раза.

В работах [13, 55], посвященных изучению диффузионных характеристик полимиктовых песчаников Западно-Сибирской низменности, отмечено изменение значений τ породообразующих минералов более чем на три порядка, тогда как изменение величины D не достигает и одного порядка. Эти выводы сделаны на основании расчетов по данным химического и спектрального анализов образцов керна. Сравнительно близкие величины τ (250—350 мкс) имеют основные глинистые минералы (каолинит, монтмориллонит), калиевые полевые шпаты (микроклин, ортоклаз) и некоторые слюды (мусковит), что согласуется с результатами расчетов, выполненных ранее без учета возможного присутствия бора.

Неглинистые и незагипсованные карбонатные отложения отличаются постоянством химико-минералогического состава, поэтому величины диффузионных параметров скелета этих пород практически постоянны. Доломитизация известняков, обуславливающая повышение содержания магния, несколько увеличивает время жизни нейтронов. В сульфатизированных разностях карбонатных пород наблюдается коррелятивная связь между величиной τ и содержанием серы, причем с увеличением последнего уменьшается τ . Чистые кварцевые песчаники и доломиты характеризуются наибольшими величинами τ скелета. Если изменение химического состава песчаников связано с изменением глинистости, то наблюдается тесная связь между $\tau_{ск}$ и содержанием кремния. Минимальными значениями $\tau_{ск}$ обладают ангидриты, гипсы и глинистые породы.

При расчетах времени жизни тепловых нейтронов в газонефтеводонасыщенных карбонатных пластах необходимо учитывать изменение химико-минералогического состава скелета с изменением пористости. Пористость карбонатных пород тесно связана с процессами доломитизации и сульфатизации. При доломитизации увеличивается (в результате выщелачивания) пустотное пространство породы, поэтому доломитизированные разности отличаются наиболее высокими коллекторскими свойствами. Сульфатизация уменьшает пористость пород, поскольку сульфатные образования, отлагаясь в пустотах (трещинах, кавернах, каналах), суживают их и частично закупоривают. Выполненные на основании химических анализов образцов пород численные расчеты показали, что время жизни нейтронов в минеральном каркасе карбонатных пород с разной пористостью может быть существенно различным.

Основными породообразующими элементами осадочных терригенных пород являются кремний, алюминий, железо, кальций и некоторые другие элементы. Содержание алюминия, который входит в состав всех глинистых минералов, характеризует степень глинистости породы, поэтому отношение Al/Si (величина так

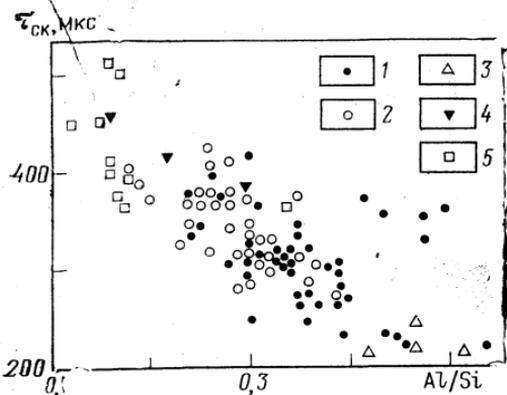


Рис. 47. Поле корреляции времени жизни нейтронов в минеральном скелете с величиной Al/Si (по данным Д. М. Сребродольского, А. В. Авдеевой, В. А. Владимировой).

1 — глина; 2 — алевролит; 3 — мергель; 4 — песчаник; 5 — песок

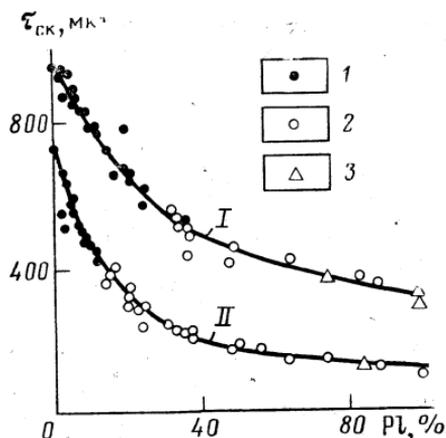


Рис. 48. Зависимость времени жизни нейтронов в минеральном скелете от содержания глинистой фракции (по А. В. Авдеевой, В. А. Владимировой и Д. М. Сребродольскому).

I — без учета содержания бора; II — с учетом содержания бора. 1 — песчаник, 2 — алевролит, 3 — аргиллит

называемого алюмокремниевого модуля), где кремний — основной породообразующий элемент литологических разностей осадочных пород, можно считать показателем глинистости и песчаности породы. На рис. 47 приведен график зависимости времени жизни тепловых нейтронов в скелете породы от величины алюмокремниевого модуля. Как видно, точки, соответствующие глинам, лежат в правой части графика, а алевролитам и песчаным породам — в левой. Аналогичные зависимости могут быть построены для Fe/Si и K/Si . Для глинистых пород отношение Al/Si составляет примерно 0,3, Fe/Si — 0,173, K/Si — 0,09. Более высокие значения $\tau_{СК}$ соответствуют алевролитовым и песчаным разностям. Время жизни тепловых нейтронов в глинистых породах колеблется в пределах 200—425 мкс и в среднем составляет 312 мкс, в алевролитах — 250 мкс $< \tau_{СК} < 425$ мкс, среднее $\tau_{СК}$ — 340 мкс.

У пород, содержащих глинистый материал, время жизни нейтронов в минеральном скелете меньше, чем у чистых разностей, причем тем меньше, чем больше глинистого материала в них содержится (рис. 48). Время жизни нейтронов сильно зависит от наличия в скелете горных пород элементов с аномальными нейтронными свойствами. Особенно важно учитывать бор. Хотя этот элемент содержится в осадочных породах в небольших количествах (до сотых долей процента), он в силу своих аномальных поглощающих свойств приводит к существенному снижению времени жизни нейтронов.

$\tau_{\text{СК}}(0) - \tau_{\text{СК}}(B), \text{мкс}$

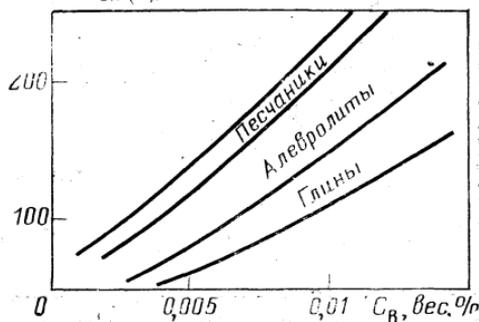


Рис. 49. Величина изменения времени жизни нейтронов некоторых пород, обусловленная присутствием бора (по А. В. Авдеевой, В. А. Владимировой, Ф. Ц. Денисюк, Д. М. Сребродольскому)

$D \cdot 10^{-4}, \text{см}^2/\text{с}$

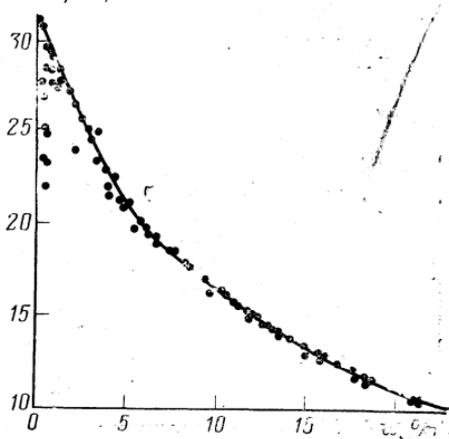


Рис. 50. Коэффициент диффузии тепловых нейтронов в минеральном скелете пород в зависимости от содержания связанной воды (по А. В. Авдеевой, В. А. Владимировой, Ф. Ц. Денисюк, Д. М. Сребродольскому)

По результатам химического анализа образцов керна В. А. Владимировой, И. В. Гриценко и Д. М. Сребродольским был проведен расчет $\tau_{\text{СК}}$ с учетом содержания бора C_B . Присутствие бора в породе заметно уменьшает величину $\tau_{\text{СК}}$, что видно из рис. 49, на котором показана зависимость величины $\tau_{\text{СК}}(0) - \tau_{\text{СК}}(B)$, где $\tau_{\text{СК}}(0)$ — значение τ без учета содержания бора, $\tau_{\text{СК}}(B)$ — с учетом содержания бора. Увеличение содержания бора на 0,05 % почти вдвое уменьшает величину $\tau_{\text{СК}}$.

Кроме бора в осадочных породах содержатся и другие элементы с высокими сечениями поглощения тепловых нейтронов — К, Na, Ti, Mn, S, P, Fe. Суммарный вклад этих элементов в макроскопическое сечение поглощения породы может достигать 30—50 % и более [10].

В работе [85] показано, что для песчаников и алевролитов горизонта Д1 Ромашкинского месторождения количественная связь, пригодная для количественных оценок, существует только между Σ^* скелета и суммарным сечением поглощения глинистой, карбонатной и турмалиновой фракцией. Этот вывод сделан на основании результатов иммерсионного, гранулометрического и химического анализа образцов горных пород с определением до 30 минеральных фракций.

На величину коэффициента диффузии тепловых нейтронов в скелете горных пород основное влияние оказывает химически

связанная вода (рис. 50), при содержании которой более 5 % величина D практически не зависит от минералогического состава скелета.

4.8. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОДОНОСНЫХ, НЕФТЕНОСНЫХ И ГАЗОНОСНЫХ ПЛАСТОВ

Диффузионные параметры τ и D горных пород вычисляются по формулам (105') через предварительно определенные значения соответствующих параметров минерального скелета и пластовых флюидов.

Длина диффузии L_d находится из соотношения

$$L_d^2 = D\tau,$$

а при сильном поглощении — по универсальной зависимости (см. рис. 40). В табл. 17 приведены времена жизни нейтронов в песчанике, известняке и доломите различной пористости при различной минерализации пластовой воды. На рис. 51 показана зависимость от водонасыщенности величины коэффициента диффузии D в песчанике, известняке и доломите.

При расчетах параметра τ для водоносных пластов следует иметь в виду, что с изменением пористости могут изменяться минеральный состав скелета и минерализация пластовой воды. На рис. 52 показана зависимость времени жизни нейтронов от пористости в водоносных пластах, вычисленная на основании химических анализов образцов горных пород из отдельных горизонтов юрского и мелового возраста (месторождения Жетыбай, Узень) в предположении, что минерализация пластовой воды в пластах различной пористости одинакова. Как видно, изменение наклона графика в зоне кондиционного значения пористости ($k_{п} \approx 10\%$) обусловлено исключительно изменением состава скелета при переходе от неколлекторов к пластам-коллекторам. К первым относятся алевролиты и известковистые разности песчаных пород ($\tau \approx 250 \div 350$ мкс для юрских отложений и $300-450$ мкс — для нижнемеловых), к последним — песчаные разности пород с $\tau \approx 150-300$ мкс [2].

Расчетная зависимость времени жизни нейтронов от пористости для пластов с различными коэффициентами нефтенасыщенности дает представление о реальном характере зависимости $\tau(k_{п})$ в нефтеносных пластах лишь при учете корреляционной связи между остаточной водонасыщенностью и пористостью. Характер этой связи определяется структурно-литологическими особенностями коллекторов и у разных типов отложений может заметно различаться.

Продуктивные газовые пласты имеют относительно низкое содержание ядер водорода и малую плотность флюида. Кроме того, водородосодержание газа — величина переменная, завися-

Время жизни тепловых нейтронов τ (мкс) в водоносных пластах
песчаника, известняка и доломита при различной пористости
пород и минерализации пластовой воды

$k_{п}$, %	Минерализация пластовой воды, %					
	0	5	10	15	20	25
0	1100	1100	1100	1100	1100	1100
	630	630	630	630	630	630
	960	960	960	960	960	960
1	1050	1010	972	936	910	890
	615	610	590	573	557	542
	924	890	860	827	794	764
3	968	884	780	723	675	644
	592	554	518	484	452	423
	862	782	712	650	593	451
5	883	752	650	567	500	443
	570	513	463	420	380	347
	824	700	608	535	473	423
10	752	580	467	386	324	280
	510	433	366	315	273	240
	677	550	446	372	314	272
20	580	400	300	235	190	160
	427	330	258	210	174	148
	524	384	290	230	188	151
30	472	303	220	170	135	113
	368	266	200	157	127	107
	427	296	215	167	133	111
40	400	246	173	132	105	87
	323	223	162	126	100	84
	361	240	171	131	104	86

Примечание.
В каждом столбце верхняя цифра соответствует песчанику, следующая — известняку,
нижняя — доломиту.

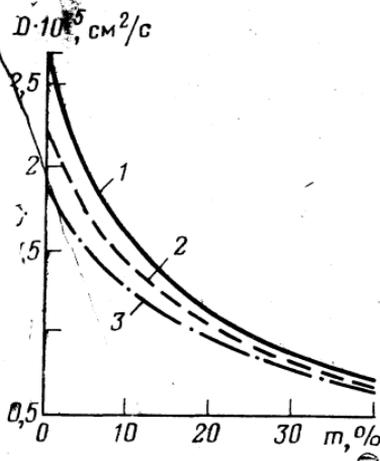


Рис. 51. Зависимость коэффициента диффузии тепловых нейтронов от объемной влажности (пористости) для песчаника (1), известняка (2) и доломита (3)

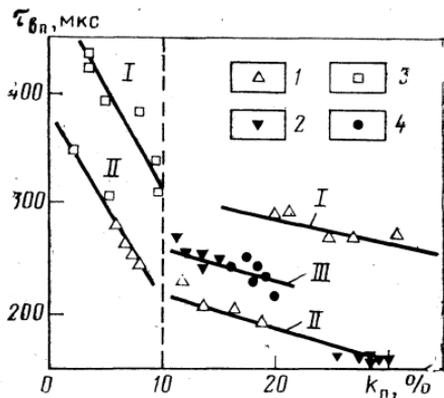


Рис. 52. Зависимость времени жизни нейтронов в водоносном пласте от пористости (по А. В. Авдеевой и Д. М. Сребродольскому).

I — для отложений нижней и средней юры месторождения Узень; II — для отложений нижнего мела месторождения Узень; III — для XII продуктивного горизонта (средняя юра) месторождения Жетыбай. 1 — песчаники «чистые»; 2 — песчаники алевритистые; 3 — алевриты; 4 — известковистые разности песчаных пород

щая от состава газа, давления и температуры, при которых он находится в пласте или стволе скважины.

По данным С. П. Омеся и В. Г. Хортова, вследствие зависимости водородосодержания газового пласта от давления в прискважинной части пласта действующих скважин часто выпадает влага или конденсат (отмечается изменение показаний нейтронных методов за небольшие промежутки времени). Со временем давление уменьшается, что приводит к компенсации влияния уменьшения газонасыщенности пласта за счет капиллярной пропитки или внедрения воды. Отмечено также изменение водородосодержания цементного камня в зависимости от режимов добычи газа (даже в неперфорированной части разреза).

Величины диффузионных характеристик газоносных пластов определяются главным образом соответствующими величинами D и τ минерального скелета, а при малой газонасыщенности — также параметрами связанной и остаточной (пластовой) воды.

Диффузионные характеристики газоносных пород заметно отличаются по величине от характеристик водоносных пород (за исключением низкопористых при высоком пластовом давлении и слабой минерализации пластовой воды). Наличие газа в поровом пространстве породы увеличивает время жизни нейтронов τ в газоносном пласте в несколько раз по сравнению с водоносным пластом такой же пористости. Это позволяет не

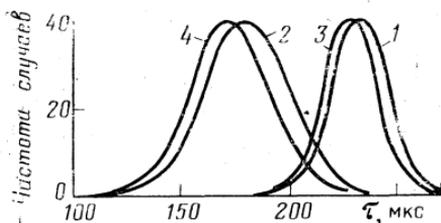


Рис. 53. Распределение времени жизни тепловых нейтронов в нефтеносных (1, 3) и водоносных (2, 4) литологически различных пластах месторождения Узень [4]. 1, 4 — горизонт XIV; 2, 3 — горизонт XIII

только оценивать характер насыщения пласта, но и определять в благоприятных условиях его газонасыщенность. Как показывают результаты расчетов, разделение нефтеносных и газоносных пластов по величине коэффициента диффузии возможно при большем разнообразии геологических условий, чем по величине τ [24, 35]. Такому разделению благоприятствуют хорошие коллекторские свойства пластов ($k_{п} \geq 20\%$) при любом минеральном составе скелета, а при пониженной пористости ($k_{п} < 10\%$) — отсутствие глинистости. Наличие в пласте связанной воды (глинистого материала, гипса) затрудняет количественную оценку газонасыщенности и пористости по коэффициенту диффузии.

Как уже отмечалось [3], химико-минералогический состав пород пластов определенного стратиграфического горизонта, как и одного и того же пласта, как правило, не сохраняется неизменным по разрезу и площади: он изменяется относительно некоторого среднего состава в связи с изменением состава скелета, пористости, остаточной водонасыщенности, минерализации пластовых вод, содержания в них таких элементов, как хлор, бор и т. д. Вследствие этого наблюдаются флюктуации величины времени жизни тепловых нейтронов в пластах одного горизонта и даже одного пласта (рис. 53). Изменения концентрации элементов отражаются на статистических распределениях величин τ для водоносных и нефтеносных пластов и определяют область перекрывающих значений, где однозначное определение характера насыщения по параметру τ невозможно.

При расчетах нейтронных характеристик горных пород и геологической интерпретации результатов измерений необходимо учитывать, что состав и физические свойства карбонатных и терригенных пород-коллекторов определяются не только условиями осадконакопления, но и вторичными (эпигенетическими) процессами. Образующиеся в стадии эпигенеза гидроокислы железа, кальцит, пирит, гипс, барит, кварц, аутигенные глинистые минералы, заполняя полностью или частично поры и трещины коллекторов, ухудшают их фильтрационно-емкостные свойства. Эпигенетические преобразования водонасыщенных коллекторов могут превратить их в практически непроницаемые породы, способные служить крышками¹. Миграция нефти в

¹ С этим связано образование залежей нефти неструктурного типа («эпигенетических»).

коллектор замедляет или полностью прекращает процессы аутигенного минералообразования, активно идущие в водонасыщенной части коллектора. При раннем поступлении нефти в карбонатные и терригенные породы они, как правило, сохраняют высокую пористость и проницаемость.

Рассмотрим причины широкого изменения декремента затухания λ и возможности сокращения области неоднозначной интерпретации этого параметра при оценке характера насыщения пласта [67]. Если через $\{x_i\}$ обозначить величины, определяющие состав породы (глинистость, пористость, состав компонент), через D_i — дисперсии этих величин, обусловленные статистической неоднородностью состава, то

$$D[\lambda] = \sum_i \left(\frac{\partial \lambda}{\partial x_i} \right)^2 D_i.$$

Наибольшее влияние на изменчивость величины λ оказывает изменение глинистости, значительно меньшее — скелета породы (табл. 18). Если глинистость, общая пористость и мине-

Таблица 18

Статистические веса дисперсий различных компонент в величине $D[\lambda]$
(на примере кирмакинского свиты Апшеронского полуострова) [67]

Компоненты и параметры породы	Водоносные пласты	Нефтеносные пласты
Минеральный скелет (без глины)	0,117	0,125
Глинистость	0,800	0,854
Общая пористость	0,048	0,017
Минерализация пластовых вод	0,010	0,002
Микроэлементы, коэффициент водонасыщенности	0,025	0,002

рализация пластовых вод известны, область неоднозначности при оценке нефтенасыщенности по величине λ существенно сокращается.

Д. А. Шапиро обосновал необходимость учета процессов ионной диффузии в пористых средах при расчетах времени жизни тепловых нейтронов в горных породах и тампонажном цементе [86].

В пористых средах вследствие наличия двойного электрического (ионного) слоя концентрация ионов на стенках капилляров больше их концентрации в свободном растворе, которым эта среда насыщена (в пластовой воде, в фильтрате глинистого раствора). Это различие тем существеннее, чем меньше соленость воды и чем больше ионная емкость породы (т. е. чем дисперснее среда и чем больше ее нефтегазонасыщенность).

В горных породах внутренняя обкладка двойного ионного слоя обычно образована анионами кристаллической решетки самой породы, а внешняя — катионами раствора, обычно натрия, концентрация которого здесь может в несколько раз превышать концентрацию его в пластовой воде. В то же время анионы хлора не содержатся во внутренней обкладке, а только в воде за пределами двойного слоя, поэтому содержание хлора в порах горной породы меньше, чем в пластовой воде, и в тем большей степени, чем больше ионная емкость породы и чем меньше соленость воды.

В однородных глинистых песчаниках вблизи ВНК при малой солености реликтовых вод с увеличением нефтенасыщенности пласта повышается его ионная емкость и, следовательно, снижается содержание хлора в реликтовой воде. Соответственно время жизни тепловых нейтронов возрастает с увеличением нефтенасыщенности несколько быстрее, и водонефтяной контакт определяется по показаниям ИННМ более резко, чем это обусловлено снижением водонасыщенности пласта.

5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СИСТЕМЕ ПРИБОР — СКВАЖИНА — ПЛАСТ

Для оптимизации конструкций глубинных приборов, разработки методик измерений, способов и алгоритмов интерпретации необходимо знать закономерности распределения нейтронов в системе прибор — скважина — пласт, т. е. закономерности, которым подчиняются показания нейтронных методов в различных скважинных и геологических условиях. Гетерогенная в целом система скважина — пласт представляет собой совокупность цилиндрических зон, характеризующихся (иногда с некоторым приближением) радиальной однородностью физических свойств: корпус глубинного прибора; слой глинистого раствора, окружающего прибор; обсадная колонна; цементное кольцо; глинистая корка; зона внутренней глинизации; зона проникновения глинистого раствора в пласт; неизменная часть пласта.

Наиболее характерной особенностью методов радиометрии скважин является очень сильное влияние изменений скважинных условий (при фиксированных свойствах исследуемого пласта) на показания детекторов нейтронного излучения и гамма-излучения. В системе скважина — пласт детектор находится в пространственной области, отличающейся резким изменением плотности потока излучения в осевом и радиальном направлениях. На показания детектора влияют свойства пласта, конструкция и заполнение скважины, конструкция прибора, положение его (и колонны) в скважине и радиальное изменение физических свойств в прискважинной зоне пласта. Учет влияния радиальной неоднородности прискважинной зоны пласта и параметров самой скважины — одна из сложнейших задач, которые возникают при количественной интерпретации результатов исследования скважин методами ядерной геофизики (как со стационарными, так и с импульсными источниками).

В изучении закономерностей поля излучения в системе прибор — скважина — пласт многие важные результаты впервые были получены с помощью методов физического и математического моделирования. Однако многопараметрический анализ показаний детектора при необходимости учета большого числа цилиндрических зон, физические параметры которых могут изменяться в широких пределах, вызывает большие трудности при решении соответствующих прямых и обратных задач даже

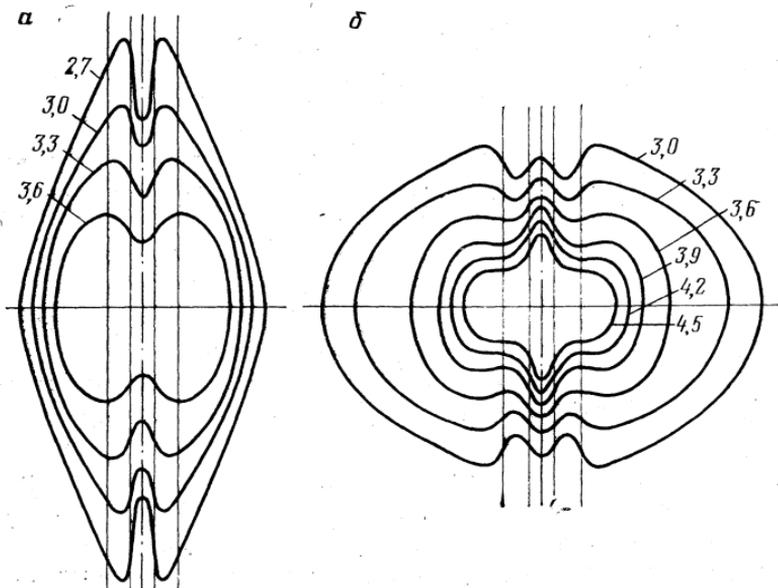


Рис. 54. Линии равных скоростей счета ($\lg N$) индиевых нейтронов ($E = 1,46$ эВ) в песчаном пласте и необсаженной скважине (по А. В. Золотову).
 а — скважина сухая, $m=35\%$; б — скважина заполнена водой, $m=7\%$.
 Диаметр скважины $d_c = 200$ мм, диаметр прибора $d_{пр} = 100$ мм

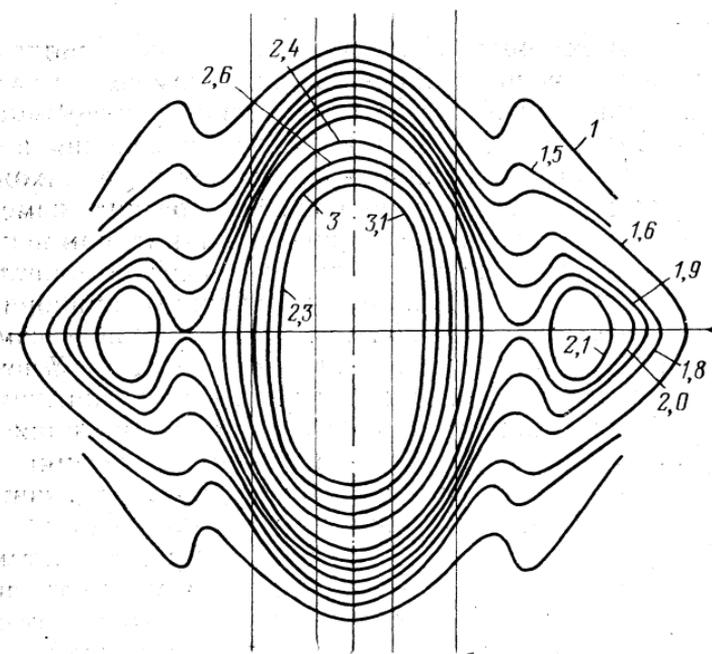


Рис. 55. Линии равных скоростей счета ($\lg N$) резонансных нейтронов $^{109}_{47}\text{Ag}$ ($E=4,9$ эВ) в пласте известняка с $m=30\%$ (по О. А. Барсукову, В. С. Авзянову и В. Н. Иванову).
 Вертикальными линиями обозначены стенки прибора и скважины. $d_c = 200$ мм,
 $d_{пр} = 100$ мм

при использовании современных ЭВМ и мощных вычислительных алгоритмов.

Тщательные физические эксперименты на натуральных моделях пластов, впервые выполненные А. В. Золотовым в 1952—1955 гг., показали, что строение полей надтепловых и тепловых нейтронов в системе скважина — пласт существенно изменяется при изменении не только свойств пласта, но и скважинных условий (рис. 54).

По данным измерений О. А. Барсукова и В. С. Авзянова, в осевом и радиальном направлениях поле спадает немонотонно (рис. 55). В плоскости источника, перпендикулярной к оси скважины, наблюдаются локальные максимумы. Последующие исследования Д. И. Лейпунской с сотрудниками подтвердили эти результаты.

Следствием высокой чувствительности поля медленных нейтронов к изменению физических и геометрических параметров системы прибор — скважина — пласт является резкое изменение характера зависимости показаний нейтронных методов (по надтепловым и тепловым нейтронам и нейтронного гамма-метода) от водонасыщенности пласта с изменением конструкции и заполнения скважины (см. рис. 56, 57).

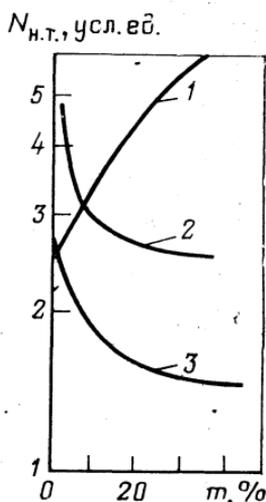


Рис. 56. Влияние изменения конструкции и заполнения скважины на характер зависимости показаний НМнт от водонасыщенности песчаного пласта (по Б. М. Бурову, Г. Н. Дарвойду и др.).

Размер зонда $Z=50$ см; источник $Po-Be$, $d_c=300$ мм. 1 — сухая необсаженная скважина; 2 — сухая обсаженная скважина (диаметр колонны $d_{кол}=150$ мм); 3 — обсаженная скважина, заполненная водой

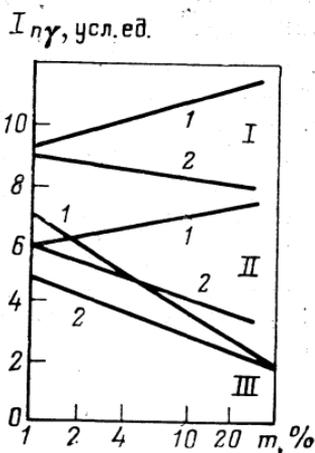


Рис. 57. Влияние изменения размера зонда, диаметра и заполнения необсаженной скважины на характер зависимости показаний НГМ от водонасыщенности пласта известняка (по И. Т. Дивану).

Источник $Ra-Be$: диаметр скважины 255 мм (1) и 150 мм (2). I — скважина сухая, размер зонда $Z=50$ см; II — то же, $Z=66$ см; III — скважина заполнена водой, $Z=50$ см

5.1. ДЕКРЕМЕНТ ЗАТУХАНИЯ СТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ СКВАЖИНА — ПЛАСТ

Как показывают результаты многочисленных экспериментальных исследований и численных расчетов, наиболее устойчивым для системы скважина — пласт является характер зависимости показаний детектора I от размера зонда Z . Независимо от вида генерируемого и регистрируемого излучения (нейтроны, гамма-кванты), конструкции прибора и скважины, типа ее заполнения и положения прибора в ней, химического состава скелета породы, ее пористости и типа флюида, заполняющего поровое пространство, показания детектора всегда убывают с увеличением размера зонда Z :

$$-\frac{d}{dZ} \ln I(Z) = -\alpha(Z) < 0. \quad (109)$$

Это — устойчивая закономерность, общая для всех активных (использующих внешние, не присущие самой горной породе, источники излучения) ядерно-физических методов исследования горных пород. Функция $\alpha(Z)$ сравнительно слабо изменяется с изменением Z и стремится к константе (зависящей от свойств пласта) с увеличением размера зонда.

Величина $\alpha(Z)$ — это физический параметр системы скважина — пласт — декремент пространственного (по оси Z) изменения в скважине поля излучения, сформированного пластом с фиксированными физическими свойствами. Для двухзондовых (и многозондовых) приборов эта величина может быть непосредственно измерена и становится интерпретационным параметром, позволяющим количественно охарактеризовать петрофизические свойства пласта.

Уравнение (109) можно рассматривать как алгоритм определения декремента затухания стационарного поля излучения в скважине:

$$\alpha(Z) = -\frac{1}{I(Z)} \frac{\partial I(Z)}{\partial Z}. \quad (109')$$

Закон изменения показаний детектора I в зависимости от размера зонда Z в общем случае имеет вид

$$I(Z) = I_0 \exp \left[-\int_0^Z \alpha(\xi) d\xi \right]. \quad (110)$$

Предэкспоненциальный множитель I_0 представляет собой показания прибора на нулевом зонде ($Z=0$). Эта величина пропорциональна мощности источника Q и эффективности детектора и зависит от свойств пласта, скважинных условий измерений и конструкции прибора.

Введем в системе скважина — пласт цилиндрические координаты (r, ζ, φ) , совместив полярную ось с осью цилиндрических зон (для простоты все зоны считаем коаксиальными), и функцию $\Phi(r, \zeta, \varphi | Z)$ — такую, что произведение $d\Phi(r, \zeta, \varphi | Z) dV$ определяет вклад излучения выделенного объема $dV = r dr d\varphi d\zeta$ около точки (r, ζ, φ) в показания детектора на зонде Z . Величина $d\Phi$ соответствует абсолютному вкладу в показания детектора излучения, прошедшего из источника в элемент объема dV , а из него — на детектор через соответствующие промежуточные среды (зоны) и не испытавшего взаимодействия в более удаленных (чем dV) объемах среды.

Тогда показание прибора записывается в виде

$$I(Z) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int_0^{\infty} \Phi(r, \zeta, \varphi | Z) r dr \equiv \sum_{k=1}^n \int_{r_{k-1}}^{r_k} \tilde{\Phi}(r | Z) r dr, \quad (111)$$

где

$$\tilde{\Phi}(r | Z) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(r, \zeta, \varphi | Z) d\zeta,$$

и суммирование распространено на все цилиндрические зоны, характеризующиеся радиальной однородностью физических свойств. Предполагается, что свойства всех зон, включая зону проникновения и неизменную часть пласта, не изменяются вдоль оси ζ .

Каждое слагаемое в (111) соответствует абсолютному вкладу в показание детектора излучения, приходящего из цилиндрического слоя радиально-однородной среды, заключенной между цилиндрическими поверхностями радиусов r_{k-1} и r_k .

Введем функцию

$$G_k(Z) \equiv G(Z, r_{k-1}, r_k) = \frac{1}{I(Z)} \int_{r_{k-1}}^{r_k} \tilde{\Phi}(r | Z) r dr = G(Z | r_k) - G(Z | r_{k-1}), \quad (112)$$

где

$$G(Z | R) = \frac{1}{I(Z)} \int_0^R \tilde{\Phi}(r | Z) r dr;$$

R — радиус цилиндрического объема.

Величина $G_k(Z)$ представляет собой относительный интегральный вклад излучения, приходящего из радиально-однородного цилиндрического слоя толщиной $(r_k - r_{k-1})$ в детектор, т. е. определяет влияние k -го слоя (зоны) по его вкладу в результирующее показание детектора.

Величина

$$g(R|Z) = \frac{\partial G(R|Z)}{\partial R} = \frac{R\tilde{\Phi}(R|Z)}{I(Z)} \quad (112')$$

определяет относительный дифференциальный вклад в показания детектора от элементарного цилиндрического слоя единичной толщины на расстоянии R от оси прибора.

Из равенства (111) и определения (112) следует соотношение

$$\sum_{k=1}^n G_k(Z) = 1. \quad (113)$$

Применим теперь к выражению (111) общий алгоритм (109') определения декремента затухания $\alpha(Z)$ стационарного поля. Выполнив в (111) дифференцирование по параметру Z под знаком интеграла, найдем

$$\alpha(Z) = \frac{1}{I(Z)} \sum_{k=1}^n \int_{r_{k-1}}^{r_k} \tilde{\Phi}(r|Z) \left[-\frac{1}{\tilde{\Phi}(r)Z} \frac{\partial \tilde{\Phi}(r)Z}{\partial Z} \right] r dr. \quad (114)$$

Очевидно, что величина $\Phi(r|Z)$ ($r_{k-1} \leq r \leq r_k$) зависит не только от физических свойств пласта, но также от геометрических и физических характеристик остальных зон, формирующих поле излучения в рассматриваемой системе. Можно предположить¹, однако, что в пределах каждой зоны соответствующий декремент затухания

$$\alpha_k = -\frac{\partial}{\partial Z} \ln \tilde{\Phi}(r|Z), \quad r_{k-1} < r < r_k \quad (115)$$

определяется только ее физическими свойствами и в силу радиально-осевой однородности зоны не зависит от переменных (r, Z) . Это значит, что функция $\tilde{\Phi}$ приближенно представима в виде

$$\tilde{\Phi}(r|Z) \sim f(r) e^{-\alpha_k Z}, \quad r_{k-1} < r < r_k,$$

где

$$\alpha_k = \begin{cases} L_s^{-1} & \text{для ННМнт} \\ M^{-1} & \text{для ННМт} \\ L_\gamma^{-1} & \text{для ГГМ} \end{cases} \quad (116)$$

(L_s, M, L_γ см. в разделах 3, 4).

¹ Это предположение подтверждается при сравнении полученных результатов с экспериментальными данными.

На основании (114), (115) и (112) получим

$$\alpha(Z) = \sum_{k=1}^n \alpha_k G_k(Z). \quad (117)$$

Таким образом, результирующий декремент затухания $\alpha(Z)$ аддитивен относительно декрементов затухания в каждой из выделенных зон, взвешенных с соответствующими функциями влияния G_k . Ниже рассмотрим свойства этих функций, которые имеют смысл геометрических факторов.

5.2. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЗОНЫ В СИСТЕМЕ СКВАЖИНА — ПЛАСТ

Относительное влияние k -й цилиндрической зоны на показания детектора на зонде Z определяется соотношением

$$G_k(Z) = \frac{I(R_k; Z) - I(R_{k-1}; Z)}{I_\infty(Z)} = G(R_k; Z) - G(R_{k-1}; Z),$$

где

$$I(R; Z) = \int_0^R \bar{\Phi}(r | Z) r dr; \quad I_\infty(Z) = \int_0^\infty \bar{\Phi}(r | Z) r dr.$$

Величина $I(R, Z)$ — показание детектора на зонде Z глубинного прибора, окруженного совокупностью сред, ограниченных цилиндрической поверхностью радиуса R (рис. 58, а). Если $R < r_c$ зависимость $I(R; Z)$ одинакова для пластов различного состава; при $R > r_c$ показания растут с увеличением R , асимпт-

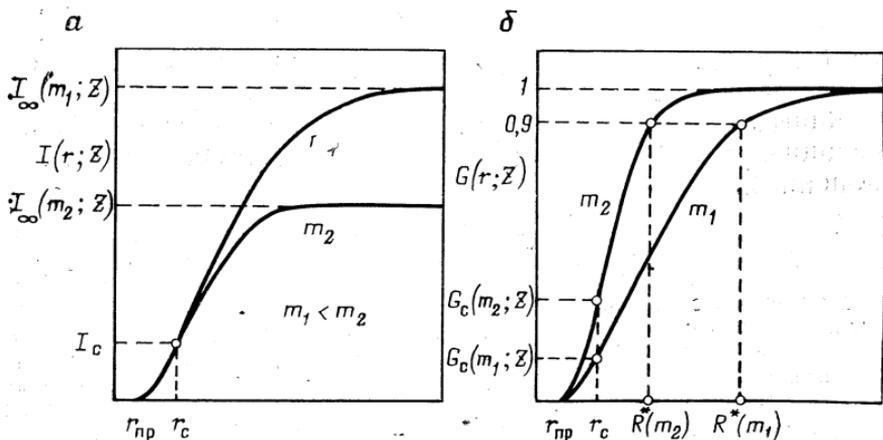


Рис. 58. Радиальное насыщение показаний детектора медленных нейтронов (а) и геометрического фактора цилиндрического объема (б) в скважине и пластах различного водонасыщения m_1 и m_2 ($m_1 < m_2$); r_{np} — радиус прибора; r_c — радиус скважины, I_c — «излучение скважины», G_c — геометрический фактор скважины, R^* — «геометрический» радиус исследования (схема)

тотически стремясь к величине $I(Z) = I_{\infty}(Z)$, регистрируемой в реальных условиях.

Величина $G(R; Z) = I(R; Z)/I(Z)$ — геометрический фактор цилиндрического объема (бесконечной длины) конечного радиуса. Зависимость $G(R; Z)$ изображается кривой насыщения (рис. 58, б). Как видно из рис. 58, геометрический фактор скважины зависит не только от ее диаметра (и диаметра глубинного прибора), но также от размера зонда и от свойств пласта. Сказанное справедливо не только для фактора скважины, но и для факторов других промежуточных зон. В свою очередь, фактор пласта определяется свойствами и радиальными размерами остальных зон (а также размером зонда Z , которым производятся измерения).

Из соотношений (113), (117) следует, что функции влияния G_k отдельных зон обладают свойствами пространственных геометрических факторов, используемых при решении прямых и обратных задач ряда геофизических методов исследования скважин (например, в методах сопротивления экранированного заземления, индукционном, ядерно-магнитного резонанса и др.).

При определенных условиях измеряемый в скважине сигнал \mathcal{E} является суммой сигналов \mathcal{E}_k , обусловленных отдельными участками (зонами) среды, окружающей глубинный прибор:

$$\mathcal{E} = \sum_k \mathcal{E}_k G_k, \quad \sum_k G_k = 1, \quad (118)$$

где \mathcal{E}_k — сигнал, измеряемый при заполнении всего пространства веществом со свойствами k -й среды Ω_k —

$$\Omega_k = K \mathcal{E}_k;$$

величина K (коэффициент зонда) характеризует измерительный прибор. Тогда эффективный измеряемый параметр Ω^* связан с истинными параметрами сред Ω_k и их геометрическими (не зависящими от физических свойств) характеристиками G_k соотношением

$$\Omega^* = \sum_k \Omega_k G_k. \quad (118')$$

Удобство использования геометрических факторов обусловило неоднократные попытки введения их в интерпретационные модели методов радиометрии скважин. Ю. А. Гулин впервые использовал результаты монте-карловского расчета кривых глубинности гамма-гамма-метода для оценки влияния глинистой корки на его показания [19]. В работе [71] введены геометрические факторы с помощью приема, который справедливо признавался не совсем корректным (по аналогии с электрическими факторами).

В связи со сравнением глубинности исследования горных пород различными модификациями нейтрон-нейтронного метода и гамма-гамма-метода в работе [104] обсуждались соответствующие «псевдогеометрические» факторы. Одновременно отмечалась невозможность их использования для количественной интерпретации из-за существенного отличия их свойств от изученных

ранее. Действительно, геометрические факторы активных методов радиометрии скважин непохожи по своим свойствам на геометрические факторы, используемые в интерпретационных моделях электрических методов.

В силу соотношения (117) для активных методов радиометрии свойство аддитивности выполняется не относительно амплитуды поля, а относительно его пространственного декремента α . Кроме того, выступающие в (117) геометрические факторы G_k отдельных зон зависят не только от геометрических, но и от физических характеристик системы скважина — пласт, из-за чего их невозможно охарактеризовать некоторой универсальной пространственной зависимостью.

Эти принципиальные различия факторов G_k в (117) и (118) обусловлены различием свойств электрического (электромагнитного) поля и поля рассеянных частиц (замедленных нейтронов, рассеянного гамма-излучения): первое является дальнедействующим и медленно убывает с расстоянием (потенциал $U \sim 1/Z$), второе — близкодействующим, быстро убывающим с расстоянием ($I \sim e^{-\alpha z} / Z^n$, $0 < n \leq 2$).

Для расчета геометрических факторов используется следующее уравнение кривой радиального насыщения (приводим без вывода):

$$G(R; Z) = 1 - \exp \left[-C_1 f(R_1, Z) \int_0^R \varphi(r, Z) r dr \right]; \quad (119)$$

$$\varphi(r, Z) = \frac{\alpha^2(r)}{1 + C_2 [\alpha(r) Z]^2};$$

$$f(R, Z) = \left[\frac{\alpha_n}{\alpha_{n0}} \right]^2 \frac{1 + C_2 [\alpha_n Z]^2}{1 + C_2 [\alpha_{n0} Z]^2}.$$

Константы C_1 и C_2 подбираются так, чтобы расчетная кривая радиального насыщения совпадала с данными математического моделирования (для некоторых фиксированных условий). Здесь α_n — обратная длина релаксации в пласте [см. (116)], α_{n0} — то же, для отладочного монте-карловского варианта, по которому определены значения констант C_1 и C_2 .

5.3. ГЛУБИННОСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

Геометрический фактор характеризует представительность цилиндрических объемов различного радиуса R по величине их относительного вклада в показания детектора (независимо от конкретной решаемой задачи), поэтому знание радиального изменения $G(R)$ позволяет определить геометрическую глубину исследования.

Геометрическая глубинность исследования (геометрический радиус исследования) $R^*(Z)$ есть радиус такого цилиндрического объема, из которого поступает определенная доля, например 90 %, всего регистрируемого на зонде Z излучения (см.

рис. 58, б); величина $R^*(Z)$ определяется непосредственно через геометрический фактор

$$G(R^*; Z) = 0,9.$$

Геометрическая глубинность изучалась экспериментально и теоретически в связи с задачей определения размеров цилиндрических моделей пласта, обеспечивающих отсутствие краевых эффектов. Кривые, аналогичные приведенным на рис. 58, б, часто называют кривыми глубинности. Для различных ядерно-физических методов эти кривые имеют форму кривых насыщения, которые, однако, заметно различаются по величине геометрической глубинности (рис. 59).

На рис. 60 показана зависимость радиуса исследования ННМт от размера зонда для обсаженной скважины ($d_c = 197$ мм, $d_{\text{кол}} = 127$ мм), заполненной водой, и пластов с водонасыщением 1 и 20 %, вычисленная по формуле (119), в сравнении с результатами расчетов по методу Монте-Карло [22, 23]. Расхождение с данными аналитического расчета наблюдается только для сравнительно больших зондов, где погрешность расчетов по методу Монте-Карло уже велика.

Выполненные расчеты показывают, что радиус исследования существенно зависит от размера зонда, водородосодержания пласта (изменение хлоросодержа-

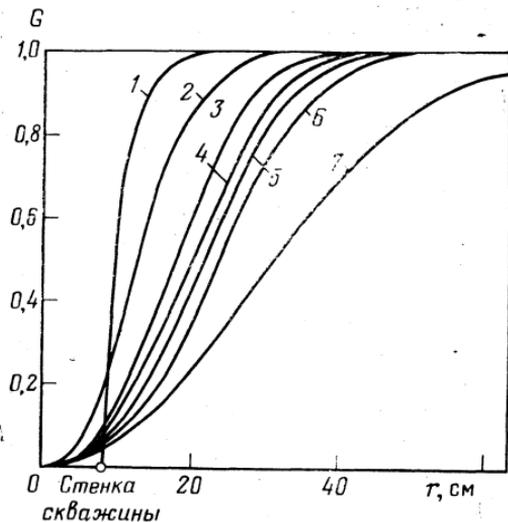


Рис. 59. Кривые глубинности для различных методов радиометрии скважин (по данным многих авторов, схематизировано).

1 — спектрометрический нейтронный гамма-метод по гамма-излучению неупругого рассеяния на ядрах ^{12}C ; 2 — плотностной гамма-гамма-метод; 3 — нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам; 4 — нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам; 5 — метод наведенной активности (по излучению ^{24}Na); 6 — нейтронный гамма-метод; 7 — импульсный нейтрон-нейтронный метод.

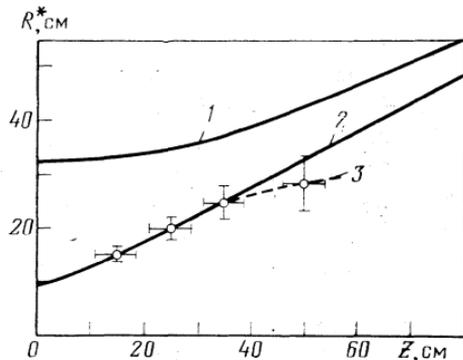


Рис. 60. Геометрический радиус исследования ННМт как функция размера зонда в обсаженной скважине, заполненной водой.

$d_c = 197$ мм, $d_{\text{кол}} = 127$ мм, $d_{\text{пр}} = 42$ мм, источник Ро-Ве. Вода в скважине, цементе и пласте пресная. 1 — $m = 1$ %; 2 — $m = 20$ %; 3 — $m = 20$ % — расчет по методу Монте-Карло (по данным И. Л. Дворкина и В. Н. Старикова)

ния, учитываемое в ННМт, влияет слабо), диаметра, конструкции и заполнения скважины, диаметра глубинного прибора, а также спектра нейтронного источника.

Наряду с понятием геометрической глубинности целесообразно рассматривать понятие информационной глубинности исследования, которая измеряется радиусом цилиндрического объема, изменение свойств исследуемой среды вне которого на заданную величину вызывает изменение показаний прибора, равное погрешности измерений.

Общее определение информационной глубинности исследования [16] таково: пусть $I(R; x_1, x_2 = x_1 + \Delta x)$ — показание прибора, определяемое параметрами двух сред x_1 и x_2 , из которых первая заключена в цилиндрическом слое толщиной $R - r_c$ (соосном со скважиной), вторая — вне этого цилиндра. Если $\Delta I(R; x_1, x_2)$ — изменение показаний прибора, вызванное заданным возмущением Δx , то информационной глубиной исследования (радиусом исследования) по параметру x называется такое значение $R_\varepsilon(x, \Delta x)$, при котором

$$\Delta I(R_\varepsilon, x_1, \Delta x) = \varepsilon,$$

где ε — заданная погрешность измерений.

Информационный радиус исследования зависит от свойств пласта, параметра, для определения которого применяется данный метод, от конструкции скважины и прибора, от стабильности и эффективности регистрирующей аппаратуры и мощности источника. Непосредственно через фактор G эта величина не выражается. Важнейшими примерами информационной глубинности являются введенные А. В. Золотовым понятия «глубинность исследования по хлору» и «глубинность исследования по водороду».

Понятие информационной глубинности проиллюстрируем на практически важном примере глубинности исследования по хлору, определенной по результатам математического моделирования методом Монте-Карло (рис. 61). Следуя И. Л. Дворкину, радиусом исследования по хлору назовем разность $R - r_c$, где R — радиус зоны проникновения пресного фильтрата глинистого раствора в пласт, насыщенный минерализованной водой, r_c — радиус скважины, при условии, что показания ННМт в

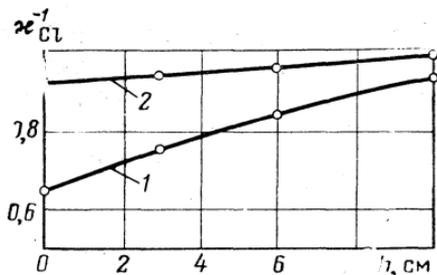


Рис. 61. Зависимость коэффициента дифференциации показаний ННМт по хлору от глубины проникновения h пресной жидкости в пласт, насыщенный минерализованной водой (по данным И. Л. Дворкина и др.).

$Z = 25$ см, $d_c = 197$ мм, $d_{\text{кол}} = 127$ мм, $d_{\text{пр}} = 42$ мм, источник Ро-Ве, расчет по методу Монте-Карло

пласте с пресным проникновением отличаются от показаний в пласте, полностью насыщенном пресной водой, на величину погрешности измерений.

Расчеты выполнены для двух случаев: скважина сухая (соответствует прибору, наружный диаметр которого близок к внутреннему диаметру обсадной колонны) (рис. 61, кривая 1) и скважина заполнена водой (соответствует измерениям прибором малого диаметра) (рис. 61, кривая 2). Коэффициент дифференциации показаний по хлору χ_{Cl} представляет собой отношение показаний N_H в пласте, насыщенном соленой водой, к показаниям N_B в пласте с зоной проникновения пресной воды, в зависимости от глубины проникновения $h=R-r_c$. Приняв погрешность измерений $\varepsilon=5\%$, по кривым рис. 61 можно определить, что в скважине, заполненной водой, радиус исследования по хлору составляет всего 3—5 см, а в сухой скважине — около 10 см. Поскольку радиус исследования по хлору определяется длиной диффузии тепловых нейтронов, а радиус исследования по водороду — и длиной замедления, и длиной диффузии, второй значительно больше первого.

Из-за увеличения погрешности измерений с ростом размера зонда информационный радиус исследования как функция Z имеет максимум [84].

5.4. СВОЙСТВА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ОТДЕЛЬНЫХ ЗОН В СИСТЕМЕ ПРИБОР — СКВАЖИНА — ПЛАСТ

Анализ свойств геометрических факторов скважины, пласта и цементного камня (для практически интересного случая обсаженной скважины, заполненной водой) позволяет выявить важные закономерности поля излучения в наиболее наглядной форме.

Геометрические факторы очень сильно зависят от размера зонда: на малых зондах показания определяются параметрами скважины и ее заполнения, на больших зондах — свойствами пласта (рис. 62). Физическое объяснение этого факта состоит в том, что обсаженная скважина как гетерогенная металло-водная смесь характеризуется малыми длинами замедления и диффузии (гораздо меньшими, чем в пласте). В связи с этим показания больших зондов определяются нейтронами, замедлившимися в пласте, тогда как показания малых зондов — нейтронами, замедлившимися в скважине. Геометрические факторы скважины, цементного кольца и пласта существенно зависят от водородосодержания последнего. Изменение диаметров скважины и глубинного прибора заметно влияет на геометрические факторы скважины и цементного кольца и слабее — на фактор пласта, особенно при измерениях большими зондами.

Поскольку с увеличением размера зонда величина геометрического фактора пласта растет, чувствительность показаний

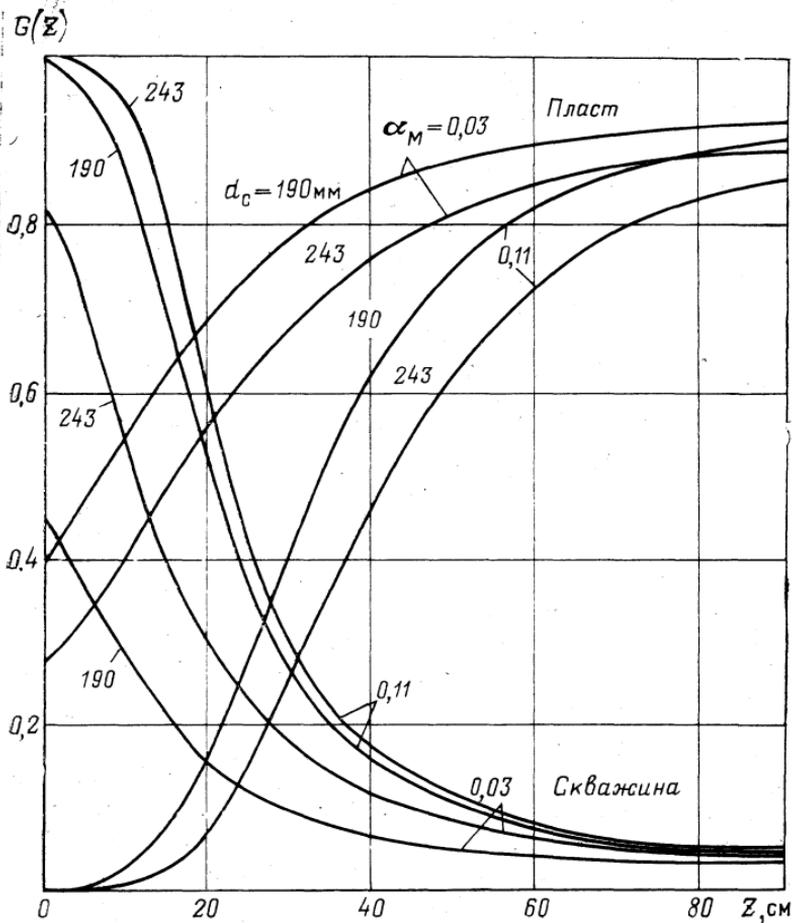


Рис. 62. Зависимость геометрических факторов заполнения обсаженной скважины и пласта от размера зонда для скважин различного диаметра и различных значений обратной длины миграции α_M тепловых нейтронов ($d_{пр} = 42 \text{ мм}$)

к петрофизической характеристике пласта (водо-, нефте- и газонасыщенность, глинистость) также повышается. Это — общая для всех нейтронных методов закономерность.

Геометрический фактор $G_{ц}$ отдельного цилиндрического слоя — цементного кольца более сложно зависит от размера зонда Z , чем факторы скважины и пласта. В пластах малого водородосодержания $G_{ц}$ имеет слабый максимум на малых зондах ($Z \approx 10 \text{ см}$), затем монотонно убывает с увеличением Z . В хороших коллекторах — пластах с высоким водородосодержанием зависимость $G_{ц}(Z)$ характеризуется резким максимумом при $Z \approx 20\text{—}25 \text{ см}$, амплитуда которого тем больше, чем больше толщина цементного кольца и диаметр глубинного прибора (рис. 63).

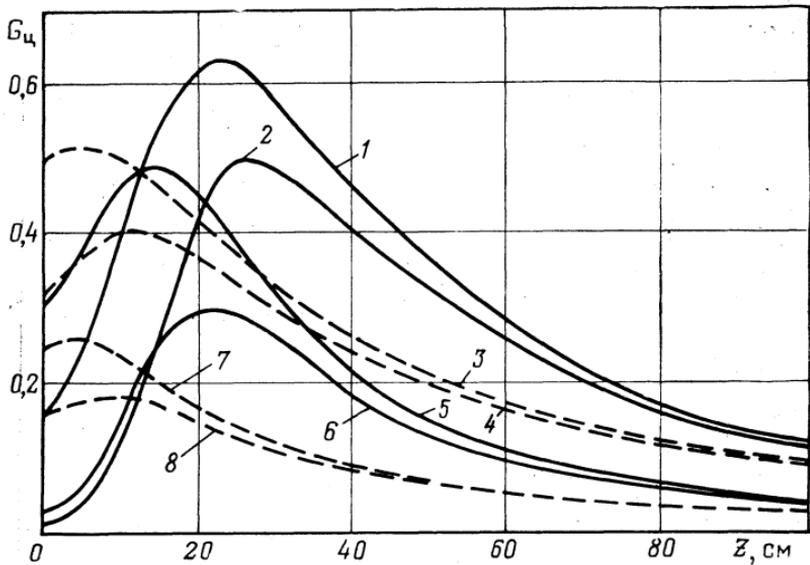


Рис. 63. Зависимость геометрического фактора цементного кольца от размера зонда для обсаженных скважин и приборов различного диаметра. Сплошные линии — для $m=22\%$, пунктирные — для $m=0,5\%$. Для кривых 1–4 $d_c=300$ мм, $d_{\text{кол}}=150$ мм; для кривых 5–8 $d_c=197$ мм, $d_{\text{кол}}=127$ мм. 1, 3, 5, 7 — $d_{\text{пр}}=102$ мм; 2, 4, 6, 8 — $d_{\text{пр}}=42$ мм

Увеличение G_c с ростом Z объясняется увеличением вклада нейтронов, приходящих в детектор не из скважины, а из при-скважинной зоны. При дальнейшем увеличении размера зонда регистрируются тепловые нейтроны из более удаленных, чем цементное кольцо, участков пласта¹, и G_c убывает.

С анализом свойств геометрического фактора цилиндрического слоя связано решение практически важного вопроса об условиях эффективного выделения продуктивных коллекторов в обсаженных скважинах по данным ННМт.

Эксперименты, проведенные в середине 50-х годов О. А. Барсуковым, впервые показали, что зависимость дифференциации показаний ННМт по хлоросодержанию от размера зонда Z немонотонна, причем максимум наблюдается на зонде $Z \approx 40-50$ см. Последующие экспериментальные исследования Ю. А. Гулина, В. В. Ларионова, И. Л. Дворкина, Л. З. Цава и других исследователей, выполненные как в лабораторных (на моделях пласта), так и в производственных условиях, результаты обширных расчетов по методу Монте-Карло [23] подтвердили эти результаты (рис. 64). Однако объяснить и рассчитать полученные эффекты удалось лишь сравнительно недавно [21]

¹ Эти нейтроны становятся тепловыми уже около детектора, и их вклад в показания не отражает хлоросодержания пласта.

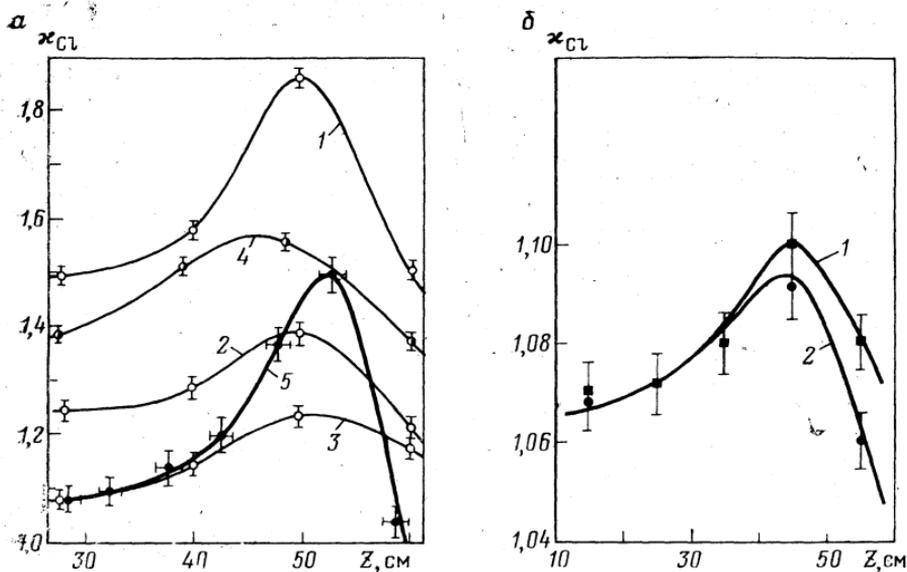


Рис. 64. Зависимость коэффициента дифференциации по хлоросодержанию («эффект водонефтяного контакта») от размера зонда для ННМт и НГМ. а: 1 — скважина необсаженная, $d_c = 260$ мм, песок с влажностью 16 %, прибор с наружным борным экраном; 2 — то же, прибор без борного экрана; 3 — скважина обсажена, цемент пресный, прибор без борного экрана (НГМ, по данным В. В. Ларионова); 4 — скважина обсаженная, $d_c = 250$ мм, $d_{\text{кол}} = 150$ мм, $d_{\text{пр}} = 120$ мм, цемент пресный (ННМт, по данным О. А. Барсукова); 5 — скважина обсаженная, $d_c = 197$ мм, $d_{\text{кол}} = 127$ мм, $d_{\text{пр}} = 42$ мм, песчаник с $m = 20$ %, цемент пресный, прибор прижат к колонке (ННМт, расчет по методу Монте-Карло по данным И. Л. Дворкина и др.); б — скважина обсаженная, $d_c = 300$ мм, $d_{\text{кол}} = 150$ мм, $d_{\text{пр}} = 42$ мм, детекторы — газоразрядные счетчики СНМ-9: 1 — по измерениям в одной из скважин Туймазинского нефтяного месторождения; 2 — по измерениям на модели пласта (по данным И. Л. Дворкина)

на основе анализа геометрических факторов в системе прибор — скважина — пласт [41].

Эффективность определения положения водонефтяного контакта (ВНК) и разделения нефте- и водоносных коллекторов оценивается величиной дифференциации показаний по хлоросодержанию $\kappa_{Cl} = N_H/N_B$ («эффект ВНК» — отношение показаний против нефтеносной части переходной зоны ВНК к показаниям в водоносной части). Величина эффекта определяется влиянием цилиндрического слоя в пределах радиуса исследования по хлору, включающего цементное кольцо и (при достаточно большом диаметре прибора) часть пласта с флюидом различного хлоросодержания. Поскольку в контакте с соленой водой цемент осолоняется и аккумулирует хлор [91], цементный камень активно участвует в формировании полезного эффекта. Для приборов малого диаметра, когда пласт не по-

падает в зону исследования, полезный эффект определяется только свойствами цемента¹.

Экстремальная зависимость геометрического фактора от размера зонда характерна не только для цементного кольца, но и для любого цилиндрического слоя (в пласте достаточно высокой пористости). В связи с этим экстремум зависимости $\kappa_{cl}(Z)$ сохраняется и в случае пресного цемента в скважинах малого диаметра, когда в пределах зоны исследования оказывается слой пласта с флюидом различного типа. Размер зонда, на котором дифференциация по хлору максимальна, примерно в два раза превышает размер зонда, на котором максимален фактор цементного камня (соответствующего цилиндрического слоя).

Наибольшее распространение ННМт получил при исследовании действующих нефтяных скважин в процессе их эксплуатации. Диаметр скважинных приборов при этом составляет от 25 до 42 мм при размере зонда 25 см (приборы РКМ-4, РК-25). Опыт промышленного применения метода показывает, что величина κ_{cl} мала, и надежная информация о характере насыщения пласта возможна только при благоприятных геологопромысловых условиях [91]. Действительно, мы видим, что используемый размер зонда является далеко не оптимальным.

Таким образом, возможности ННМт при контроле обводнения и эксплуатации нефтяных месторождений используются еще не полностью.

Примером, иллюстрирующим возможность существенного повышения эффективности разделения пластов по характеру насыщения (нефть — вода) путем оптимизации конструкции зондового устройства, может служить прибор НИВ-25 (нейтронный индикатор влажности). Он имеет диаметр 25 мм (для исследования механизированных скважин через межтрубное пространство), снабжен прижимным устройством и двумя счетчиками, специальным образом ориентированными и экранированными кадмием. Один счетчик направлен к центру скважины, другой — к пласту. Это позволяет уменьшить влияние заполнения скважины при определении насыщения пласта и выделять интервалы поступления жидкости с различными нейтронными свойствами. Несмотря на то, что размер зонда (20 см) меньше оптимального, эффект на ВНК достигает 30%. Увеличение размера зонда до оптимального позволит существенно усилить этот эффект.

¹ Сказанное справедливо для случая заполнения колонны пресной водой; при наличии соленой воды эффективность разделения пластов по насыщению с уменьшением диаметра прибора увеличивается.

5.5. ИНТЕРПРЕТАЦИОННЫЕ И МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОДНОЗОНДОВЫХ И ДВУХЗОНДОВЫХ МОДИФИКАЦИИ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

В стационарных методах радиометрии скважин используются однозондовые и двухзондовые (многозондовые) модификации. Последние впервые были опробованы сотрудниками лаборатории ядерной геофизики Б. Московского нефтяного института им. И. М. Губкина (О. А. Барсуков, А. И. Холин и др.) под названием «боковое нейтронное зондирование». Промышленное значение они приобрели после появления высокоэффективных гелиевых счетчиков и достаточно мощных источников нейтронов. Однозондовые и двухзондовые модификации заметно различаются своими метрологическими характеристиками, способами интерпретации результатов измерений и самими интерпретационными параметрами.

При количественном определении пористости (объемной влажности) однозондовыми приборами используются интерпретационные параметры

$$\mathfrak{D}(m) = \frac{I(m)}{I_{\min}}, \quad \mathfrak{D}'(m) = \frac{I(m)}{I_{\max}}$$

— показания прибора, выраженные в условных единицах, а также так называемый двойной разностный параметр

$$J(m) = \frac{I(m) - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} — показания в двух опорных пластах (или соответствующих эталонировочных устройствах):

$$I_{\max} = I(m_{\min}, Z); \quad I_{\min} = I(m_{\max}, Z),$$

где m_{\min} и m_{\max} — соответственно минимальное и максимальное водородосодержание, имеющие место в геологическом разрезе или обеспечиваемые конструкцией эталонировочного устройства.

Коэффициент дифференциации прибора по водородосодержанию (для фиксированных условий измерений)

$$\kappa_m = \kappa_m(Z) = \frac{I(m_{\min}, Z)}{I(m_{\max}, Z)}. \quad (120)$$

Зависимость коэффициента дифференциации от размера зонда определяется выражением

$$\kappa_m(Z) = \kappa_m(0) \exp \left[\int_0^Z \Delta\alpha(x) dx \right],$$

где $\kappa_m(0)$ — коэффициент дифференциации на нулевом зонде, а $\Delta\alpha(Z) = \alpha(m_{\max}, Z) - \alpha(m_{\min}, Z)$.

Если прибор прижат к стенке скважины, геометрические факторы скважины и пласта перестают зависеть от размера зонда при меньших Z , чем в случае центрированного зонда. В связи с этим зависимость $\kappa_m(Z)$ оказывается строго экспоненциальной [при $(m_{\max} - m_{\min}) > 0,3$; если $(m_{\max} - m_{\min}) < 0,15$, зависимость уже неэкспоненциальна]. Величины \mathfrak{D} , \mathfrak{D}' и J изменяются в пределах $(0 \leq m \leq 1)$:

$$1 \leq \mathfrak{D}(m) \leq \kappa_m; \quad \frac{1}{\kappa_m} \leq \mathfrak{D}'(m) \leq 1; \quad 0 \leq J(m) \leq 1.$$

Таким образом, в однозондовых модификациях нейтронных методов первичным интерпретационным параметром является дифференциация показаний $\mathfrak{D}(m_1, m_2, Z)$ двух пластов по определяемой нейтронной (петрофизической) характеристике m :

$$\mathfrak{D}_m(Z) = \frac{I(m_1, Z)}{I(m_2, Z)}. \quad (121)$$

Если при некотором размере зонда показания однозондового прибора в пластах с различными значениями пористости (водородосодержания) m_1 и m_2 совпадают, то такой зонд называется инверсионным: $Z_{\text{инв}} = Z_{\text{инв}}(m_1, m_2)$. Размер инверсионного зонда, следовательно, определяется условием

$$I(m_1, Z)/I(m_2, Z) = 1, \quad m_1 \neq m_2, \quad Z = Z_{\text{инв}}(m_1, m_2).$$

В двухзондовых (и многозондовых) модификациях ННМ используется интерпретационный параметр

$$\mathfrak{D}_Z(m) = \frac{I(m, Z_1)}{I(m, Z_2)}, \quad Z_1 < Z_2, \quad (122)$$

представляющий собой не что иное, как величину дифференциации показаний относительно изменения размера зонда (для простоты будем полагать, что счетные эффективности детекторов на зондах Z_1 и Z_2 одинаковы).

Одно из важных достоинств двухзондовых приборов состоит в том, что для них не требуется в разрезе опорных пластов с известным водородосодержанием.

Для двухзондовых приборов коэффициентом дифференциации по водородосодержанию служит величина

$$\frac{1}{\Delta Z} \ln \frac{\kappa_{m_2}}{\kappa_{m_1}} \equiv \alpha(m_{\max}) - \alpha(m_{\min});$$

κ_{m_1} , κ_{m_2} — коэффициенты дифференциации на зондах размерами Z_1 и Z_2 .

Для количественного определения пористости используется зависимость

$$\alpha(m) = \frac{A(m)}{\Delta Z} \equiv \frac{1}{\Delta Z} \ln \mathfrak{D}_Z(m), \quad \Delta Z = Z_2 - Z_1.$$

Из определений (121) и (122) следует, что отношение дифференциаций двухзондового прибора по размеру зонда Z для пластов с параметрами m_1 и m_2 равно отношению дифференциаций однозондовых приборов по водородосодержанию при размерах зондов Z_1 и Z_2 :

$$\frac{\mathfrak{D}_m(Z_1)}{\mathfrak{D}_m(Z_2)} \equiv \frac{\mathfrak{D}_Z(m_1)}{\mathfrak{D}_Z(m_2)}.$$

Рассмотрим чувствительность интерпретационных параметров однозондовых и двухзондовых приборов к изменению пористости.

Чувствительность $S(m)$ показаний к изменению m , выраженная через интерпретационный параметр, определяется по формуле

$$S(m, Z) = -\frac{\partial}{\partial m} \ln \mathfrak{D}_m(Z) \quad (123)$$

(знак минус учитывает уменьшение показаний с увеличением m на обычно используемых заинверсионных зондах).

Из соотношения

$$\frac{\partial}{\partial m} \frac{1}{\mathfrak{D}_m} = \frac{S(m, Z)}{\mathfrak{D}_m}$$

следует удобное правило для вычисления чувствительности однозондового прибора

$$S(m, Z) = \mathfrak{D}_m(Z) \frac{\partial}{\partial m} \mathfrak{D}_m^{-1}(Z), \quad (124)$$

которое еще более упрощается практически линейным характером зависимости от m величины \mathfrak{D}_m^{-1} (см. раздел 5.6). На рис. 65 показана зависимость чувствительности однозондового прибора от размера зонда при некоторых фиксированных значениях пористости. Как показывает анализ графиков, в наиболее интересной части разреза ($m > 15\%$) чувствительность показаний к изменению пористости резко снижается.

Чувствительность интерпретационного параметра двухзондового прибора к изменению пористости

$$S_2(m) = \frac{\partial}{\partial m} \ln \mathfrak{D}_Z(m) \equiv S(m, Z_2) - S(m_1, Z_1) \quad (125)$$

равна разности чувствительностей однозондовых приборов, из которых составлен данный двухзондовый. Аналогичные соотношения справедливы для чувствительностей относительно изменения любого параметра (включая помехи).

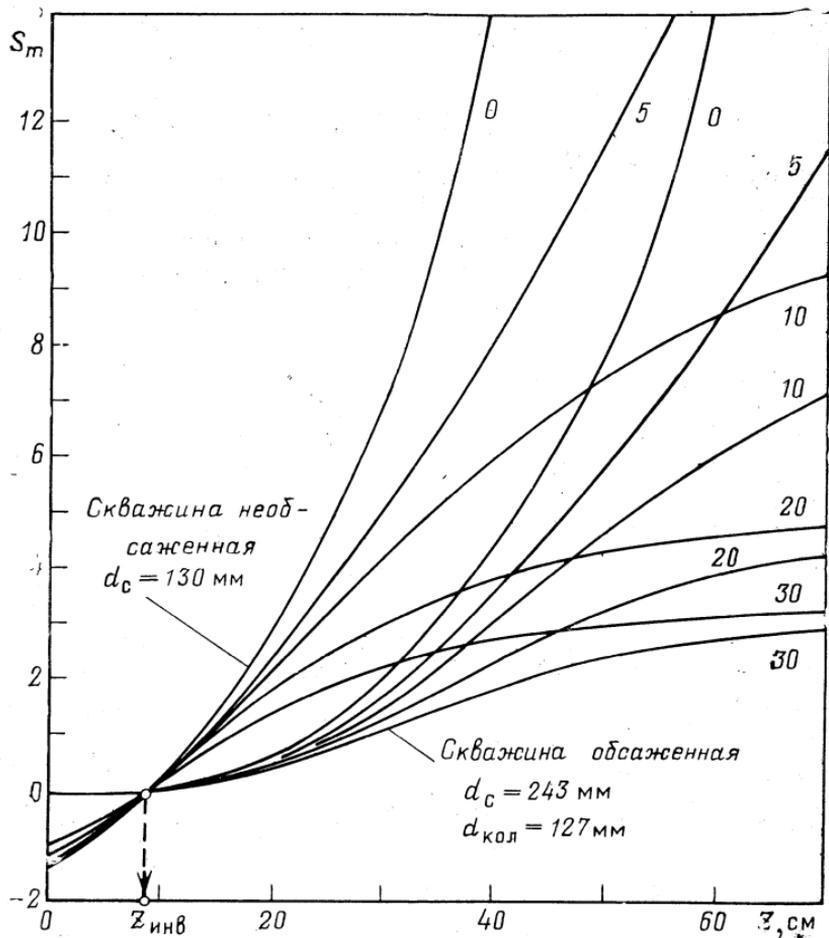


Рис. 65. Чувствительность показаний к измерению пористости как функция размера зонда в скважинах различной конструкции.

Пласт известняка. Диаметр прибора — 42 мм, источник Po—Be. В скважине — вода, прибор прижат к стенке скважины. Стрелкой указан размер инверсионного зонда. Шифр кривых — значения m в %

Поскольку размер Z_2 наибольшего из зондов ограничен величиной заданной погрешности измерений (мощностью источника нейтронов), оптимизация конструкции двухзондового прибора сводится к определению размера малого зонда Z_1 . Возможны три варианта: 1) $Z_1 < Z_{инв}$; 2) $Z_1 \approx Z_{инв}$; 3) $Z_1 > Z_{инв}$. В первом случае $S(Z_1) < 0$ и $S_2 > S(Z_2)$, во втором случае $S(Z_1) \approx 0$, $S_2 \approx S(Z_2)$, в третьем случае $S(Z_1) > 0$, $S_2 < S(Z_2)$. Таким образом, в зависимости от длины Z_1 малого зонда чувствительность $S_2(m)$ двухзондового прибора может быть больше, меньше или равна чувствительности $S(Z_2)$ однозондового прибора на длинном зонде Z_2 . Для получения максимальной чувствительности $S_2(m)$ показаний двухзондового прибора к изменению водородосодержания короткий зонд надо расположить

в доинверсионной области ($Z_1 < Z_{инв}$). Однако критерием оптимизации конструкции прибора и методики измерений является достижение минимальной погрешности измерения m , а не максимальная чувствительность показаний к измеряемому параметру (погрешность измерений определяется не только чувствительностью показаний к измеряемому параметру, но и чувствительностью к изменению параметров-помех).

Поскольку с увеличением размера зонда величина геометрического фактора скважины быстро уменьшается, чувствительность показаний к изменению диаметра скважины (которое вносит наибольший вклад в погрешность определения пористости) понижается. На доинверсионных зондах чувствительность к параметрам-помехам особенно велика; выигрыш в чувствительности к водородосодержанию не дает двухзондовому прибору ($Z_1 < Z_{инв}$) преимущества перед однозондовым в точности измерений. Если же $Z_1 > Z_{инв}$, то двухзондовый прибор при меньшей чувствительности к пористости, чем у однозондового прибора, обеспечивает более точное определение m .

На рис. 66 показана максимальная погрешность определения m (с помощью двухзондового прибора) как функция размера Z_1 короткого зонда при фиксированном Z_2 (скважина необсаженная, $d_c = 200$ мм). Убывающая ветвь зависимости отражает ослабление влияния помех, возрастающая — увеличение погрешности измерения скорости счета. С изменением пористости обе ветви перемещаются и по вертикали, и вдоль оси Z (в интервале около 25 см), поэтому конструкции двухзондовых приборов должны предусматривать возможность «подстройки под геологический разрез» путем дистанционного изменения пары (Z_1, Z_2) по команде с поверхности. Результаты экспериментальных и теоретических исследований двухзондовой модификации ННМ приведены в работах [59, 60, 62].

5.6. АЛГОРИТМЫ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОРИСТОСТИ ДЛЯ ОДНОЗОНДОВЫХ И ДВУХЗОНДОВЫХ ПРИБОРОВ

Для количественного определения пористости (объемной влажности m) горных пород по данным стационарных нейтрон-

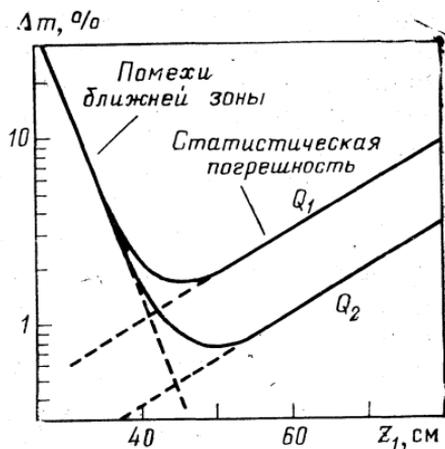


Рис. 66. Зависимость максимальной погрешности определения водородосодержания от размера зонда для двухзондового прибора ННМт.

Для однозондовых приборов схема оптимизации та же, только увеличивается Δm . Q_1, Q_2 — мощности источников ($Q_2 \approx 10Q_1$)

ных методов используются специальные палетки — зависимости $I=I(m)$, полученные для конкретных типов аппаратуры и заданных условий измерений (положение прибора в скважине, диаметр и конструкция скважины и т. д.). Палетки строят по результатам физического (на натуральных моделях пластов) или математического моделирования (по методу Монте-Карло, расчетом по многогрупповой конечно-разностной программе).

Палеточные зависимости для количественного определения пористости построены как для параметра $\mathfrak{D}(\mathfrak{D}')$, так и для параметра J . Все эти параметры взаимосвязаны. Чтобы перейти от палеток одного типа к другому, достаточно знать коэффициент дифференциации прибора κ_m :

$$J(m) = \frac{\mathfrak{D}(m) - 1}{\kappa_m - 1} \equiv \frac{\kappa_m \mathfrak{D}'(m) - 1}{\kappa_m - 1}. \quad (126)$$

При цифровой обработке и автоматической интерпретации результатов скважинных измерений на ЭВМ возникает задача аналитического описания палеток.

Во многих работах для определения пористости используются аппроксимирующие зависимости $J(m)$ вида [20]

$$J(m) = a - b \lg m, \quad 3\% < m < 30\%; \quad (127)$$

$$\lg [J(m) + c] = a' - b'm, \quad 5\% < m < 35\%. \quad (127')$$

В этих выражениях величины констант a , b , a' , b' , c зависят от минерального состава скелета, свойств пластового флюида, типа аппаратуры, диаметра и конструкции скважины. Как было установлено Э. Ю. Миколаевским и др. [52] и подтверждено результатами дальнейших исследований [4, 91], имеющиеся палеточные зависимости $I(m)$ могут быть линеаризованы для обратных величин:

$$I^{-1}(m) = a + bm. \quad (128)$$

Определение коэффициентов a , b (зависящих от условий измерений) при $m_{\min}=0$, $m_{\max}=1$, приводит к следующей аналитической аппроксимации:

$$I_{n\gamma}(m) = \left[\frac{m}{I(1)} + \frac{1-m}{I_{n\gamma}(0)} \right]^{-1} + I_{\gamma\gamma}(m), \quad (128')$$

где $I_{n\gamma}(0)$ — показание НГМ в минеральном скелете (плотном пласте); $I_{\gamma\gamma}$ — вклад рассеянного гамма-излучения [учет этой компоненты необходим только при $m > [0,5-0,6]$ (рис. 67)].

Без слагаемого $I_{\gamma\gamma}$ формула (128') справедлива для аппроксимации палеточных зависимостей ННМт и ННМнт.

Линейная зависимость (128) позволяет использовать в качестве опорных пластов любые литологические разности, а также среду с $m=100\%$, чего нельзя сделать при логарифмических аппроксимациях (127), (127').

Существующие глубинные приборы регистрируют довольно существенный (особенно при высокой пористости) плотностной эффект НГМ (впервые это было отмечено В. П. Иванкиным).

Из (128) следует соотношение

$$I(1) = I_{ny}(1) - I_{yy}(1) = vI_{ny}(1),$$

которое показывает, что используемая на практике эталонная единица $I_{ny}(1)$ представляет собой сумму легко разделимых показаний I_{ny} и I_{yy} в воде; для приборов одного типа $v = \text{const}$ и не зависит от скважинных условий.

На основании (128') интерпретационный параметр

$$\mathfrak{D}(m) = \left(m + \frac{1-m}{\kappa_m} \right)^{-1}.$$

Для приборов одного типа величина $I_{ny}(1)$ не зависит от диаметра скважины, но зависит от минерализации пластовой воды C_n , а величина $I_{ny}(0)$ зависит от диаметра скважины, но не зависит от минерализации пластовой жидкости.

На практике в ряде случаев оказывается целесообразным сужение краевых значений водородосодержания, которое сводится к замене $I(0) \rightarrow I(m_{\min})$, $I(1) \rightarrow I(m_{\max})$.

Зависимость от водородосодержания интерпретационного параметра \mathfrak{D} однозондового прибора имеет вид

$$\mathfrak{D}(m, Z) = \kappa_m(Z) \left\{ 1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} [\kappa_m(Z) - 1] \right\}^{-1}, \quad (129)$$

двойного разностного параметра —

$$J(m, Z) = \left[1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m} \kappa_m(Z) \right]^{-1}. \quad (130)$$

Разрешая уравнение (129) относительно m , получаем удобный алгоритм для определения водонасыщения (пористости) по измеренной величине интерпретационного параметра однозондового прибора и известному коэффициенту дифференциации глубинного прибора κ_m :

$$m = m_{\min} + \frac{m_{\max} - m_{\min}}{\kappa_m - 1} \left(\frac{\kappa_m}{\mathfrak{D}} - 1 \right). \quad (129')$$

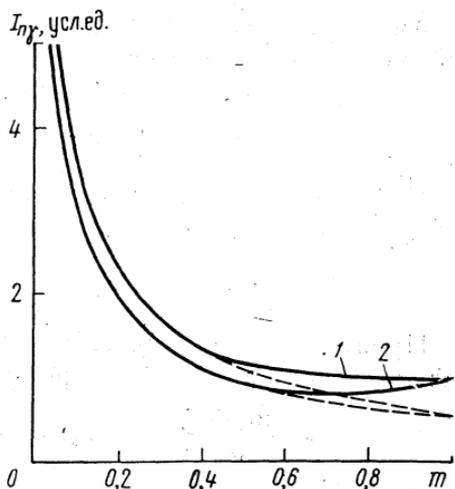


Рис. 67. Аппроксимация палеточных (сплошные линии) зависимостей НГМ формулой (128) (пунктирные линии) без учета I_{yy} для приборов СП-62 (1) и ДРСТ-1 (2) (по Э. Ю. Миколаевскому, Т. И. Русиновой и др.).

Скважина необсаженная, $d_c = 20$ см

Аналогично определяется искомая величина m через двойной разностный параметр J :

$$m = m_{\min} + \frac{1 - J}{1 - (\kappa_m - 1) J} (m_{\max} - m_{\min}). \quad (130')$$

Для однозондовых приборов чувствительность показаний к изменению m

$$S(m, Z) = \frac{\kappa_m(Z) - 1}{m_{\max} - m_{\min} + (m - m_{\min}) [\kappa_m(Z) - 1]}.$$

Пределы изменения $S(m)$ в диапазоне $m_{\min} \leq m \leq m_{\max}$ определяются величиной коэффициента дифференциации κ_m :

$$\frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m} \leq (m_{\max} - m_{\min}) S(m, Z) \leq \kappa_m - 1.$$

Для двухзондовых приборов чувствительность определяется соотношением (125).

Через интерпретационный параметр двухзондового прибора

$$\mathfrak{D}_Z(m) = \frac{I(m, Z_1)}{I(m, Z_2)} \equiv \frac{\mathfrak{D}_m(Z_1) I(m_{\max}, Z_1)}{\mathfrak{D}_m(Z_2) I(m_{\max}, Z_2)},$$

$$A(m, Z_1, Z_2) = \alpha(m_{\max}) \Delta Z + \ln \frac{\mathfrak{D}_m(Z_1)}{\mathfrak{D}_m(Z_2)}$$

пространственный декремент $\alpha(m)$ изменения показаний определяется выражением

$$\alpha(m) = \alpha(m_{\max}) - \frac{1}{\Delta Z} \ln \left[\frac{\kappa_{m_2} \left(1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} (\kappa_{m_2} - 1) \right)}{\kappa_{m_1} \left(1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} (\kappa_{m_1} - 1) \right)} \right]. \quad (131)$$

Если счетные эффективности детекторов не совпадают, это различие учитывается заменой $\alpha(m_{\max})$ на $\frac{1}{\Delta Z} \ln [I(m_{\max}, Z_1) / I(m_{\max}, Z_2)]$. Выражение (131) можно предоставить также в виде

$$\alpha(m) = \alpha(m_{\min}) + \frac{1}{\Delta Z} \ln \left[\frac{1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} (\kappa_{m_2} - 1)}{1 + \frac{m - m_{\min}}{m_{\max} - m_{\min}} (\kappa_{m_1} - 1)} \right]. \quad (131')$$

Пределы изменения декремента $\alpha(m)$ в диапазоне изменения $m_{\min} \leq m \leq m_{\max}$ определяются коэффициентами дифференциации κ_{m_1} и κ_{m_2} :

$$\Delta \alpha(m) \leq \alpha(m_{\max}) - \alpha(m_{\min}) = \frac{1}{\Delta Z} \ln \frac{\kappa_{m_2}}{\kappa_{m_1}}.$$

Последнее выражение служит удобным контрольно-нормировочным соотношением. Выражение (131) представляет собой аналитическое описание палеточных зависимостей ННМ-а. Практическое удобство его использования состоит в том, что различие спектральных и геометрических характеристик детекторов автоматически учитывается величинами соответствующих коэффициентов дифференциации $\kappa_{m1,2}$.

Обращение уравнений (131), (131') относительно m дает алгоритм количественного определения пористости по показаниям двухзондового прибора.

5.7. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СКВАЖИНЫ НА ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАНИЙ НГМ ОТ ПОРИСТОСТИ ПОРОД И ХЛОРОСОДЕРЖАНИЯ ПЛАСТОВОЙ ВОДЫ¹

Характер зависимости $I_{n\gamma}(m)$ обусловлен рядом факторов. К факторам, определяющим процессы замедления и диффузии нейтронов в пласте, относятся изменение водородосодержания (вызванное изменением пористости, нефте-, водо-, газонасыщенности и глинистости) и макроскопического сечения поглощения (вследствие изменения пористости и минерализации пластовой воды). К факторам, определяющим перенос гамма-излучения, относятся вариации плотности и излучающей способности с изменением пористости, газонасыщенности, глинистости и минерализации воды.

Регистрируемая прибором НГМ результирующая зависимость $I_{n\gamma}(m)$ является суперпозицией зависимостей для интенсивностей (плотностей потока) гамма-излучений неупругого рассеяния быстрых нейтронов $I_{(n,n'\gamma)}$ и радиационного захвата тепловых нейтронов $I_{(n,\gamma)}$:

$$I_{n\gamma}(m) = I_{(n,n'\gamma)}(m) + I_{(n,\gamma)}(m).$$

Компонента $I_{(n,\gamma)}$ — сумма компонент, среди которых можно выделить собственно излучение пласта $I_{пл}$ и излучение скважины I_c :

$$I_{(n,\gamma)}(m) = I_c(m) + I_{пл}(m),$$

причем

$$I_c(m) = \sum_k I_k(m).$$

Излучение скважины включает ряд компонент $\{I_k\}$, обусловленных активацией натрия в сцинтилляционном кристалле NaI тепловыми нейтронами, резонансным поглощением надтепловых нейтронов иодом в кристалле, поглощением тепловых нейтронов в корпусе глубинного прибора, глинистом растворе, глинистой

¹ Этот раздел написан совместно с Ф. Х. Еникеевой.

корке, а в обсаженных скважинах, кроме того, — в стальной обсадной колонне и цементном камне.

Компонента $I_{(n,n'\gamma)}$ гораздо слабее зависит от водородосодержания породы, чем компонента $I_{(n,\gamma)}$: плотность потока быстрых нейтронов, испытывающих неупругое рассеяние, менее чувствительна к m , чем плотность потока тепловых нейтронов, испытывающих радиационный захват (при высоких энергиях нейтронов мало сечение рассеяния на водороде). Вклад компоненты $I_{(n,n'\gamma)}$ существенно зависит от размера зонда: с увеличением Z он быстро уменьшается и при $Z \approx 60$ см на величину коэффициента дифференциации уже практически не влияет. Тем не менее замена «жестких» источников Po—Be или Pu—Be в приборе НГМ источником с мягким спектром типа ^{252}Cf заметно увеличивает коэффициент дифференциации показаний НГМ по водороду. Выигрыш в чувствительности при этом достигается не за счет уменьшения вклада $I_{(n,n'\gamma)}$, а благодаря резкому ослаблению влияния неупругого рассеяния и поглощения быстрых нейтронов в пласте (по компоненте $I_{n\gamma}$).

На определяющую роль излучения скважины I_c указывалось уже в ранних работах Ю. А. Гулина, И. Л. Дворкина, О. А. Барсукова и др. Излучение скважины дифференцирует пласты по водородосодержанию не хуже, а лучше, чем собственно излучение пласта, поскольку излучение скважины, связанное своим возникновением диффузией тепловых нейтронов из пласта, поступает из близкой к индикатору части пространства. Величина $I_c(m)$ пропорциональна плотности тепловых нейтронов в скважине, т. е. компонента $I_c(m)$ отражает показания нейтрон-нейтронного метода по тепловым нейтронам, при котором индикатором является сама скважина и ее заполнение в области детектора.

Количественная оценка соотношения компонент I_c и $I_{\text{пл}}$ в результирующей величине $I_{n\gamma}$ в зависимости от водородосодержания пласта была получена методом Монте-Карло [Ю. А. Гулин, И. Л. Дворкин, Ф. Х. Еникеева, В. Н. Стариков]. Влияние изменения минерализации пластовой воды в песчанике на показания НГМ в необсаженной скважине при изменении пористости также было изучено при помощи метода Монте-Карло с учетом спектральной чувствительности детекторов [25]. На рис. 68 приведены зависимости $I_{\text{пл}}(m)$ и компонент излучения прибора $I_{\text{пр}}(m)$ и глинистого раствора $I_p(m)$ для зонда размером 50 см (погрешности расчета приведенных в этом разделе зависимостей являются функциями водородосодержания m , минерализации пластовой воды $C_{\text{п}}$, а также размера зонда Z). Максимальная величина относительного среднего квадратического отклонения зависимости $I_{n\gamma}(m)$ для зонда $Z=50$ см равна 7 %. Зависимости показаний НГМ от минерализации $C_{\text{п}}$ определяются с меньшей погрешностью, не превышающей 5 %. Вклад компоненты $I_{\text{пр}}$ (прибор диаметром 100 мм прижат к

стенке скважины, толщина стенки корпуса прибора 10 мм, диаметр скважины 197 мм) в полное излучение скважины ($I_{пр} + I_p$) в случае пресного заполнения изменяется от 75 до 80 % при изменении m от 1 до 25 %. Вклад $I_{пр}$ в результирующую величину $I_{лн}$ при тех же условиях изменяется от 60 до 56 %.

Рассмотрим влияние изменения хлоросодержания пластовой воды $C_{п}$ на зависимости $I_c(m)$ и $I_{пл}(m)$. Поскольку увеличение $C_{п}$ снижает компоненту I_c и увеличивает $I_{пл}$ при фиксированном значении пористости, дифференциация $I_{лн}$ по $C_{п}$ определяется соотношением I_c и $I_{пл}$. Водоносные пласты, содержащие минерализованную пластовую воду, характеризуются повышенными значениями $I_{пл}$ и пониженными значениями I_c по сравнению с пластами, насыщенными пресной водой (нефтью). Это приводит к появлению эффекта инверсии показаний НГМ по хлору: при низкой пористости с повышением $C_{п}$ $I_{лн}$ уменьшается, а при высокой пористости — увеличивается.

Повышение минерализации пластовой жидкости приводит к уменьшению коэффициента дифференциации κ по водородосодержанию от 2,2 при $C_{п}=0$ до 1,8 при $C_{п}=250$ г NCl на 1 л раствора для зонда размером 50 см. Коэффициент дифференциации по хлору в области кондиционных значений пористости 6—16 % достигает 1,08 для зондов размером 50 и 70 см. В случае минерализованного заполнения скважины ($C_p=250$ г/л) диапазон изменения пористости, в котором $I_{лн}(m)$ убывает с повышением $C_{п}$, более широк: 1 % $< m < 12$ % для $Z=50$ см и 1 % $< m < 16$ % для $Z=70$ см. Это объясняется значительным ростом вклада компоненты I_p [$I_c(C_p=250 \text{ г/л}) \approx 1,5 I_c(C_p=0)$ для всех m и $Z=50$ см].

Анализ энергетических спектров излучения скважины показывает, что плотность потока более жесткого гамма-излучения ($E_{\gamma} > 2$ МэВ) сильнее зависит от m , чем мягкого гамма-излуче-

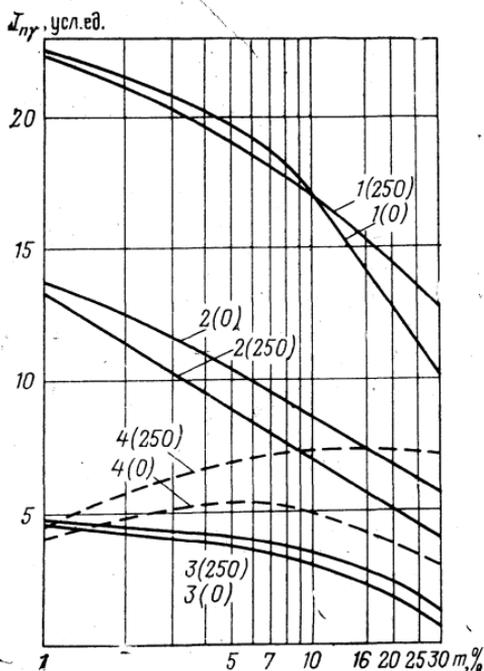


Рис. 68. Зависимости результирующего показателя НГМ и его компонент от пористости песчаника, насыщенного пресной и минерализованной водой, для детектора с равномерной эффективностью (величины $C_{п}$ в г/л указаны в скобках) для зонда $Z=50$ см.

1 — результирующая зависимость $I_{лн}(m)$; 2 и 3 — зависимость от величины m компонент излучения из скважины — корпуса прибора и заполнения скважины соответственно; 4 — излучение пласта

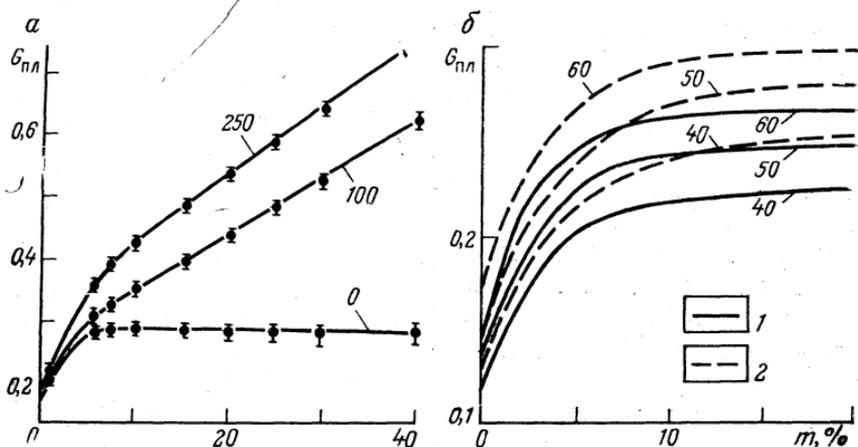


Рис. 69. Вклад излучения пласта в показания НГМ как функция объемного водонасыщения.

a — для песчаника при различной минерализации пластовой воды (шифр кривых в г/л NaCl); скважина необсаженная, $d_c=197$ мм, $d_{пр}=100$ мм, $Z=60$ см, прибор прижат к стенке скважины; *b* — для ангидрита и известняка при различных размерах зонды Z , см (шифр кривых), $C_{п}=0$, диаметр скважины 140 мм, диаметр прибора 102 мм, длина счетчика 30 см (с кадмиевым экраном толщиной 1 мм) прибор прижат к стенке скважины. 1 — известняк; 2 — ангидрит

ния. Изменение количественного соотношения между $I_{\pi\gamma}$ ($E > 2$ МэВ) и $I_{\pi\gamma}$ ($E < 2$ МэВ) влечет за собой некоторое изменение коэффициента дифференциации показаний НГМ по водородосодержанию. Для сцинтилляционных индикаторов, обладающих низкой эффективностью в жесткой части спектра, величина κ_m составляет 1,9 ($m_{\min}=1 \%$, $m_{\max}=25 \%$), тогда как для газоразрядных счетчиков $\kappa_m=2,1$ в том же диапазоне m .

Изучение зависимостей от m отдельных компонент, составляющих показания прибора, при различных $C_{п}$ и $C_{р}$ позволяет весьма детально охарактеризовать вклад отдельных зон в реальных условиях измерений для основных типов используемых детекторов гамма-излучения.

На рис. 69 приведены зависимости геометрического фактора пласта песчаника (*a*) в необсаженной скважине для НГМ-60 от m для счетчиков ВС-4 и NaI (кристалл размером 30×20 мм) при различной минерализации $C_{п}$ и пластов ангидрита и известняка (*b*). Анализ графиков приводит к следующим выводам: 1) вклад излучения пласта в результирующие показания НГМ при пресном заполнении не превышает 30 %; 2) при $m > 5 \%$ фактор пресного пласта песчаника не зависит от m (для ангидрита и известняка соответственно при $m > 10 \%$); 3) несмотря на существенное различие спектральных характеристик газоразрядных и сцинтилляционных счетчиков, геометрические факторы пласта (скважины) для этих счетчиков совпадают.

При исследовании обсаженных скважин картина усложняется за счет дополнительного влияния колонны и цементного камня, причем последний обладает способностью аккумулировать хлор из пластовых вод [91]. Для изучения влияния этих факторов были выполнены¹ расчеты методом Монте-Карло для обсаженных скважин различного диаметра. В табл. 19 приве-

Таблица 19

Относительные вклады излучений отдельных зон в системе прибор—скважина — пласт (песчаник) в результирующие показания НГМ

Зоны	Пресный цемент				Слоеный цемент	
	Коэффициент пористости, %					
	20		10		20	
	Коэффициент нефтенасыщенности, %					
	0	1	0	1	0	1
Прибор	0,21	0,27	0,22	0,23	0,17	0,20
Раствор	0,04	0,05	0,04	0,05	0,03	0,04
Колонна	0,20	0,27	0,20	0,26	0,13	0,16
Цементное кольцо	0,12	0,20	0,17	0,22	0,30	0,45
Скважина в целом	0,57	0,79	0,63	0,76	0,63	0,85
Пласт	0,43	0,21	0,37	0,24	0,37	0,15

Примечание.

Минерализация пластовой воды — 250 г/NaCl на 1 л.

дены данные о вкладе в регистрируемые показания НГМ излучения от пласта песчаника $I_{пл}$, колонны $I_{кол}$, цементного камня $I_{ц}$, глинистого раствора I_r и корпуса прибора $I_{пр}$ (скважина диаметром 200 мм с колонной диаметром 160 мм).

По излучению пласта $I_{пл}$ породы с коэффициентом нефтенасыщенности 0 и 1 различаются на 30—60 % в зависимости от пористости и минералогического состава. Излучение цемента и колонны вносит в регистрируемые показания примерно такой же вклад, как пласт; эффект хлоросодержания последнего отрицательный и составляет 20—50 %. По излучению глинистого раствора и корпуса прибора водоносные и нефтеносные пласты разделяются слабо, что свидетельствует о том, что основная часть тепловых нейтронов, выходящих из пласта, поглощается в цементе и колонне и не попадает в прибор.

Осолонение цементного камня приводит к заметному увеличению показаний в пластах с $m \approx 20$ %.

В обсаженной скважине доля собственно излучения пласта пористостью 10—20 % значительно меньше, чем в необсажен-

¹ В Башкирском государственном университете (задача поставлена Ю. А. Гулиным).

ной, и составляет всего 15—45 % (вместо 60—70 %) в зависимости от условий измерений. Исходя из этого, можно ожидать изменения знака эффекта НГМ по хлору при больших значениях m по сравнению с необсаженной скважиной. Наблюдаемый отрицательный эффект в песчанике с $m=10$ % свидетельствует о том, что область инверсий эффекта находится в пределах 12—15 %. Этим, в частности, объясняется низкая эффективность НГМ при разделении водоносных и нефтеносных пластов с пористостью ниже 20 %.

5.8. СПОСОБЫ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ИННМ (ИНГМ) И АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИФFUЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД

Показания импульсных нейтронных методов зависят от тех же физических свойств горных пород, что и показания при исследованиях со стационарными источниками нейтронов. Однако ИННМ выгодно отличаются от стационарных нейтронных методов возможностью количественного определения диффузионных характеристик горных пород, высокой чувствительностью к изменению минерализации (хлоросодержания) пластовой жидкости, значительно меньшим уровнем помех от скважины, большей глубиной исследования горных пород.

Эффективность ИННМ существенно зависит от способов проведения измерений. Ниже кратко рассматриваются достоинства и недостатки существующих способов измерений импульсными методами.

Однозондовые модификации импульсных методов

Дифференциальный способ (Ю. С. Шимелевич, А. С. Школьников). Он основан на измерении за время ΔT плотности потока тепловых нейтронов в скважине в момент времени T после инъекции импульса быстрых нейтронов, т. е.

$$N(T, Z) = \int_T^{T+\Delta T} n(t, Z) dt \approx n(T, Z) \Delta T.$$

Главные достоинства дифференциального способа — высокая чувствительность показаний к изменению хлоросодержания пород, возможность регистрации непрерывной кривой ИННМ по стволу скважины и экспрессность проведения измерений. Существенным его недостатком является сильное влияние изменения свойств внутрискважинной среды, а также влияние изменения положения прибора в скважине.

Интегральный способ (А. Л. Поляченко). Этот способ состоит в регистрации тепловых нейтронов, попавших в де-

тектор через время T после прекращения импульса быстрых нейтронов:

$$N(T, Z) = \int_T^{\infty} n(t, Z) dt. \quad (132)$$

С течением времени относительное влияние скважины на показания уменьшается, и они все в большей степени определяются диффузионными характеристиками самого пласта. Из (132) приближенно следует, что

$$N(T, Z) \approx n(T, Z) \Delta T + \int_{T+\Delta T}^{\infty} n(t, Z) dt.$$

Отсюда видно, что использование интегральных показаний означает дополнительный учет тех нейтронов, которые вносят сравнительно большую информацию о пласте.

Этот способ позволяет получать материалы измерений в виде непрерывных кривых. Однако результаты измерений зависят от условий проведения исследований в скважинах так же сильно, как при дифференциальном способе.

Способ интегральных отношений (В. Ф. Захарченко). Существенным недостатком рассмотренных выше способов проведения измерений ИНМ является необходимость учета скважинных условий. В. Ф. Захарченко указал на возможность уменьшения влияния скважинных условий путем регистрации отношения интегральных показаний ИНМ на двух временных задержках (T_1 и T_2):

$$N(T_1, T_2, Z) = \int_{T_1}^{\infty} n(t, Z) dt \bigg/ \int_{T_2}^{\infty} n(t, Z) dt.$$

Способ проведения ИНМ, основанный на измерении интегральных отношений, позволяет устранить недостатки предыдущих способов измерений. Развитием этого способа является следующий.

Способ декремента затухания (Ю. С. Шимелевич, А. С. Школьников, Ю. И. Соколов). Величиной, характеризующей изменение во времени плотности тепловых нейтронов и по своему физическому смыслу непосредственно связанной с поглощающими свойствами пласта, является декремент затухания

$$\lambda = - \frac{d}{dt} \ln N(t).$$

Важное достоинство этого способа — сравнительно слабая зависимость показаний прибора от условий измерений и принципиальная возможность количественного определения времени жизни тепловых нейтронов.

Поле тепловых нейтронов, возникающее после выключения импульсного источника, описывается однородным уравнением нестационарной диффузии, которое удобно записать в виде [108]

$$\lambda \equiv -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t} = \Sigma^* - D \left(\frac{1}{N} \Delta N \right).$$

Все члены этого уравнения имеют ясный физический смысл. Слева записан декремент затухания поля тепловых нейтронов, измеряемый экспериментально.

Независимо от конкретных условий измерений величина λ состоит из двух слагаемых: обратного времени жизни тепловых нейтронов (которое не зависит от времени, а в бесконечной однородной среде — и от координат) и декремента «диффузионного спада» λ_D :

$$\lambda_D = -D \left(\frac{1}{N} \Delta N \right).$$

Таким образом,

$$\lambda \equiv \lambda(r, t) = \Sigma^* + \lambda_D(r, t).$$

В бесконечной однородной среде декремент затухания распределения тепловых нейтронов, усредненного по всему пространству, совпадает с обратным временем жизни тепловых нейтронов ($\lambda_D = 0$). В системе скважина — пласт измеренная величина λ приобретает временную и пространственную зависимость и может быть больше или меньше Σ^* (в соответствии со знаком лапласиана плотности нейтронов N).

В однозондовых модификациях ИНМ определяемым параметром является кажущееся время жизни тепловых нейтронов $\tau_K = \lambda^{-1}$, которое зависит от физических свойств горных пород и является основой для количественной интерпретации материалов ИНМ. Для интерпретации данных ИНМ можно использовать непосредственно параметр λ без перехода от кажущихся значений времени жизни тепловых нейтронов к истинным. Величина λ характеризует важный физический параметр горных пород — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов Σ_a .

Общепринятая методика измерения декремента затухания λ сводится к регистрации зависимости плотности тепловых нейтронов от времени при максимально возможных с используемой аппаратурой временных задержках в отдельных точках разреза. Такой способ измерений не обладает экспрессностью.

Устранить этот недостаток можно путем измерения декремента затухания при относительно небольших задержках, достаточных для значительного снижения влияния скважины и обеспечивающих высокую скорость счета. При этом определяемые

значения λ^{-1} могут больше отличаться от истинных значений τ , чем при измерениях по точкам, но зато появляется возможность регистрации декремента затухания в виде непрерывной кривой по стволу скважины. Такой способ (ИННМ- λ) позволяет уменьшить помехи от влияния скважинных условий по сравнению с дифференциальным ИННМ, более точно привязать результаты измерений к исследуемому разрезу, исключить пропуск мало-мощных продуктивных интервалов и повысить производительность ИННМ.

Повышение эффективности метода ИННМ- λ достигается путем автоматизации процесса измерения декремента затухания и представления результатов в удобном для интерпретации виде [74].

Способы определения декремента затухания основываются на представлении, что плотность нейтронов $n(t)$ в скважине изменяется по закону

$$n(t) = Ae^{-\lambda t}.$$

Тогда числа нейтронов, зарегистрированных во временном канале Δt спустя времена t_1 и t_2 ($t_2 > t_1$), после облучающего импульса определяются выражением

$$N_i = A \int_{t_i}^{t_i + \Delta t} e^{-\lambda t} dt = \frac{A}{\lambda} e^{-\lambda t_i} (1 - e^{-\lambda \Delta t}), \quad i = 1, 2.$$

Отсюда декремент затухания нейтронов

$$\lambda = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{N_1}{N_2}.$$

Декремент затухания λ может непрерывно регистрироваться по стволу скважины в одном из следующих вариантов: 1) непосредственная регистрация параметра λ ; 2) регистрация значений кажущегося времени жизни нейтронов $\tau_k = \lambda^{-1}$; 3) регистрация отношения показаний двух временных каналов с различными задержками. Все эти варианты обеспечивают в принципе одинаковую точность измерения λ или τ_k , которая зависит от временных задержек, условий измерений и скорости счета. Однако на практике в зависимости от конкретных геологических условий тот или иной вариант оказывается более целесообразным, поэтому вычислительные устройства для непрерывной цифровой регистрации декремента затухания разработаны для всех трех вариантов [74].

Временную зависимость плотности тепловых нейтронов в скважине можно представить в виде [81]

$$n(t, Z) = e^{-t/\tau} \Phi(t, Z) [1 + S(t, Z; R, \tau_1, \tau_2, D_1, D_2)], \quad (133)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют параметрам сред, заполняющих и окружающих скважину радиуса r_c ; $S(\dots)$ — «функция скважины»; описывающая возмущение, вносимое скважиной (и заполняющей ее средой) в результат измерений.

Спад плотности тепловых нейтронов в скважине при ИНМ происходит в первом приближении по сумме двух экспонент с декрементами затухания, равными обратным временам жизни тепловых нейтронов в скважине и пласте.

Функция S определяет уровень помех, т. е. отношение амплитуды шумов к полезному сигналу. С увеличением времени величина возмущения $S(t)$ экспоненциально убывает тем быстрее, чем меньше радиус скважины и чем больше контрастность $(\tau_1^{-1} - \tau_2^{-1})$ пласта и заполнения скважины по макросечению поглощения.

При $\tau_1 < \tau_2$ с увеличением времени задержки или размера зонда распределение нейтронов в скважине приближается к тому распределению, которое устанавливается в однородном пласте без скважины [81]:

$$\Phi(t, Z) \approx \frac{F(t)}{2\sigma(t)} \exp\left[-\frac{Z^2}{4\sigma^2(t)}\right], \quad t > t_{as};$$

$$\sigma^2(t) = Dt + L_s^2.$$

Здесь D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов в пласте; L_s — эффективная длина замедления нейтронов в системе скважина — пласт; t_{as} — асимптотическое время задержки, определяемое уравнением $S(t_{as}) \ll 0,1$.

Применив к (133) алгоритм определения декремента затухания, получим

$$\lambda = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{n(t_1, Z)}{n(t_2, Z)} = \Sigma^* + \Delta_\Sigma(Z, t_1, t_2),$$

где

$$\Sigma^* = \frac{1}{\tau}; \quad \Delta_\Sigma = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{\Phi(t_1, Z)}{\Phi(t_2, Z)}.$$

Поправка Δ_Σ характеризует величину абсолютного отклонения измеренной величины λ от значения τ^{-1} [62].

Двухзондовые модификации импульсных методов

Физические свойства исследуемых горных пород определяют не только временное изменение поля тепловых нейтронов в скважине, но и их пространственное распределение. Если временное распределение связано с величиной τ , характеризующей поглощение нейтронов, то пространственное распределение — с величиной коэффициента диффузии D , характеризующего рассеива-

ющие свойства породы. Двухзондовые модификации ИНМ учитывают изменение как τ , так и D .

Модификация «ИНМ (ИНГМ) — σ^2 » (ВНИИЯГГ). Дисперсия $\sigma^2(t)$ пространственного распределения тепловых нейтронов связана с коэффициентом диффузии D и может быть определена по результатам измерений на двух зондах:

$$\sigma^2(t) = \frac{Z_2^2 - Z_1^2}{4 \ln [n(Z_1, t)/n(Z_2, t)]}, \quad Z_2 > Z_1.$$

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов D может быть определен по измеренной дисперсии σ^2 или путем измерения на двух временных задержках следующего функционала U :

$$U = \frac{\sigma^2(t_2) - \sigma^2(t_1)}{t_2 - t_1} = D + \Delta D, \quad (134)$$

где

$$\Delta D = \frac{d}{dt} \sigma^2(t) - D.$$

Поправка ΔD зависит очень слабо от времени, но существенно от (Z_1, Z_2) ; кроме того, она зависит от искомого параметра D (в отличие от поправки $\Delta \Sigma$). Результаты численных расчетов пространственно-временного распределения нейтронов в системе скважина — пласт были использованы для приближенного решения уравнения (134) относительно коэффициента диффузии D . Это решение позволяет вычислять коэффициент диффузии через измеряемый функционал U [81].

Ограничением двухзондовой методики, позволяющей определить параметр σ^2 , является необходимость поточечных измерений пространственно-временного распределения плотности тепловых нейтронов или интенсивности гамма-излучения радиационного захвата. Это связано с необходимостью проводить измерения при больших временах задержки ($t \approx 2 \div 3$ мс), при которых далеко не всегда можно получить хорошую статистическую точность в процессе непрерывных измерений.

Модификация «ИНМ (ИНГМ)-2» (ВНИИЯГГ). Результаты теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что распределение тепловых нейтронов вдоль оси скважины тесно связано с водородосодержанием пласта и при временах задержки меньше t_{as} , поэтому определение m возможно на основе измерений распределения $n(Z)$ при малых t без количественной оценки коэффициента диффузии D . Простейшим вариантом такой методики является нахождение отношения φ показаний на двух зондах (так называемая методика ИНМ-2)

$$\varphi = \frac{n(Z_1, t)}{n(Z_2, t)}, \quad Z_2 > Z_1,$$

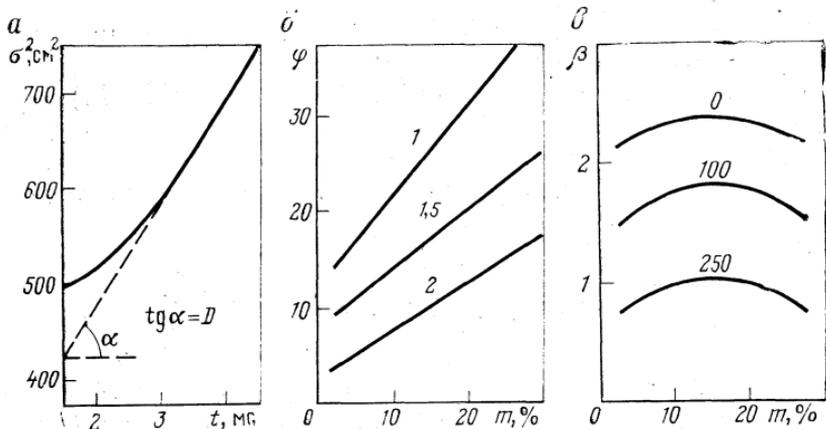


Рис. 70. Схема интерпретации результатов измерений для двухзондовых модификаций ИНМ (ИНГМ).

a — « σ^2 »; b — «ИНМ-2»; шифр кривых — время задержки в мм; v — «ИНМ-КВ», шифр кривых — минерализация пластовой воды C_{II} в г/л NaCl

измеренных при одном времени задержки двумя детекторами, находящимися на расстоянии Z_1 и Z_2 от источников. При этом не требуется больших задержек и удовлетворительная статистическая точность достигается в процессе непрерывных измерений по стволу скважины.

Проведенные для непрерывной двухзондовой модификации (ИНМ-2) А. Л. Поляченко, В. Г. Цейтлиным и Т. В. Шапошниковой численные расчеты показали, что зависимость величины φ от водородосодержания m (пористости) имеет вид

$$\varphi(m, t; Z_1, Z_2) = a(t) + b(t)m, \quad t > 1 \text{ мс},$$

где коэффициенты a , b зависят также от Z_1 , Z_2 (рис. 70).

Относительная дифференциация пластов различной пористости, определяемая отношением

$$f = \varphi(m_1)/\varphi(m_2), \quad m_1 > m_2,$$

возрастает с увеличением времени задержки.

Изменение водородосодержания влияет на показания ИНМ-2 гораздо сильнее, чем другие параметры скважинной среды и пласта [81].

Определение λ и φ позволяет качественно решать те же вопросы, что и при определении величин λ и σ^2 при резком сокращении затрат времени на проведение измерений. Двухзондовая методика может служить инструментом выполнения таких важных задач, как выделение однородных участков разреза, количественная оценка их водородосодержания, а также определение характера переслаивания в неоднородных интервалах разреза.

Модификация «ИНМ (ИНГМ)-КВ» (с компенсацией влияния водородосодержания) [79]. Поскольку водород об-

ладает довольно большим сечением как рассеяния, так и поглощения тепловых нейтронов, он оказывает существенное влияние и на пространственное, и на временное их распределение. Это обстоятельство позволяет осуществить компенсацию влияния изменений водородосодержания в некотором интервале его изменения на показания импульсного нейтронного метода путем регистрации отношения показаний

$$\beta = \frac{n(Z_1, t_1)}{n(Z_2, t_2)}$$

на двух, специально подобранных зондах Z_1 и Z_2 и временах задержки t_1 и t_2 , различных для каждого из зондов.

Соотношение между Z_2-Z_1 и t_1-t_2 определяется условием компенсации:

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial m} \right|_{m=\bar{m}} = 0,$$

где \bar{m} — некоторое среднее значение объемной влажности, в окрестности которого осуществляется компенсация.

При значениях $Z_{1,2}$ и $t_{1,2}$, обеспечивающих компенсацию¹, пласты одинаковой литологии, насыщенные соленой водой, отмечаются близкими значениями β независимо от коэффициента пористости, а нефтенасыщенные — положительными аномалиями.

Сравнивая однозондовые и двухзондовые модификации ИНМ, можно отметить, что последние позволяют дифференцировать породы не только по поглощающим, но и по рассеивающим свойствам. На основе комплексной интерпретации результатов измерений двухзондовой аппаратурой ИНМ (ИНГМ) решаются следующие задачи: выделение коллекторов и оценка характера их насыщения; определение коэффициента водо-, нефте- и газонасыщения коллекторов с учетом глинистости, определяемой по данным гамма-метода; корреляция разрезов скважин и построение карт распределения остаточных запасов нефти и газа; оценка степени извлечения геологических запасов нефти и газа на основе сравнения результатов измерений до и после обсадки скважин.

¹ На практике подбираются экспериментально.

6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ ГЕОЛОГИИ

6.1. ЗАДАЧИ НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ ГЕОЛОГИИ, РЕШАЕМЫЕ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД

С помощью двухзондовых приборов стационарных ННМнт и ННМг определяется пространственный декремент α или непосредственно пористость (объемная влажность) породы. Из-за влияния скважины величина α^{-1} не совпадает с обратной длиной миграции тепловых нейтронов в пласте (в ННМт).

Анализ результатов математического и физического моделирования двухзондовой модификации ННМг показал, что величина

$$\alpha^* = (Z_2 - Z_1)^{-1} \ln [N(Z_1)/N(Z_2)]$$

оказывается близкой к обратной длине замедления L_s^{-1} нейтронов в пласте (а в некоторых случаях совпадает с ней). Наряду с анализом пространственного распределения тепловых нейтронов в однородной среде в двухгрупповом приближении [см. формулу (92)] эти наблюдения послужили основанием для предположения о совпадении $\alpha^*(m)$ с $L_s^{-1}(m)$ при выборе достаточно больших зондов (Z_1, Z_2).

Декремент пространственного спада показаний прибора $\alpha(Z)$ аддитивен относительно декрементов спада α_h в каждой из зон, взвешенных со своими геометрическими факторами G_h [см. (117)]. Поскольку всегда (исключая случай сухих скважин) $\alpha_c > \alpha_{пл}$, то $\alpha^* > \alpha_{пл}$. Чем больше диаметр скважины, тем сильнее ее влияние и тем заметнее α^* превышает $\alpha_{пл}$. При увеличении диаметра прибора влияние скважины ослабевает (благодаря уменьшению слоя воды вокруг прибора), и α^* уменьшается. С повышением температуры G_c уменьшается и соответственно уменьшается α^* .

Таким образом, совпадение α^* с L_s^{-1} обусловлено исключительно влиянием скважины и различной скоростью изменения $\alpha^*(m)$ и $L_s^{-1}(m)$ (зависимости пересекаются); вообще говоря, $\alpha^* \neq L_s^{-1}$. Чем сильнее проявляется влияние скважины, тем при большей пористости пласта достигается равенство $\alpha^* = L_s^{-1}$.

Сравнение расчетных зависимостей $\alpha^*(m)$ и $\alpha_{пл}(m)$ показывает, что они различаются на константу C , зависящую от диаметра (и конструкции) скважины и конструкции прибора:

$$\alpha^*(m) = \alpha_{пл}(m) + C(d_{пр}, d_c).$$

Возможность решения геологических задач путем измерения диффузионных характеристик D и τ горных пород основана на том, что некоторые минералы, являющиеся полезными ископаемыми, а также флюиды, насыщающие пласты, характеризуются аномально большими сечениями поглощения или переноса по сравнению с вмещающими породами.

Для типичных пород осадочного комплекса (песчаник, известняк, доломит и т. д.) величина Σ_a колеблется в пределах $(3-6) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. У минералов, включающих такие элементы, как В, Hg, Cl, редкоземельные и др., Σ_a достигает 1 см^{-1} и более.

Для осадочных пород, не содержащих связанной воды и поровой жидкости, величина Σ_a близка к $0,2 \text{ см}^{-1}$, а для пластовых вод и нефтей — около 2 см^{-1} . Если учесть, что пластовые воды часто содержат соли хлора и отличаются значительно большими сечениями поглощения, чем нефть, то можно указать следующие основные геологические задачи, которые могут быть решены путем измерения параметров диффузии тепловых нейтронов в горных породах.

Определение пористости. Измеряя коэффициент диффузии D (время жизни) нейтронов в породе и зная его величины для скелета ($D_{ск}$) и флюида ($D_{ф}$), можно определить пористость $k_{п}$:

$$k_{п} = \frac{D^{-1} - D_{ск}^{-1}}{D_{ф}^{-1} - D_{ск}^{-1}}.$$

Здесь предполагается, что все поровое пространство заполнено водой или нефтью. Очевидно, что точность определения $k_{п}$ тем выше, чем меньше погрешность измерения величин D , $D_{ск}$, $D_{ф}$ и чем больше разность $(D^{-1} - D_{ск}^{-1})$ и $(D_{ф}^{-1} - D_{ск}^{-1})$. Это значит, что точность повышается с увеличением пористости и величины $D_{ск}$ (последнее связано главным образом с уменьшением количества связанной воды).

При определении пористости требования к точности определения величины $D_{ск}$ меньше, чем к точности определения $D_{ф}$ и D , поэтому $D_{ск}$ может быть получено путем расчета на основании данных об элементном составе скелета.

Определение коэффициента нефтенасыщенности $k_{н}$. Если известна величина $k_{п}$, то, измеряя среднее время жизни тепловых нейтронов τ в пласте и зная $\tau_{ск}$ (скелета), $\tau_{в}$ (пластовой воды) и $\tau_{н}$ (нефти), можно в случае, когда $\tau_{н} \neq \tau_{в}$ (минерали-

зованная вода), определить коэффициент нефтенасыщенности

$$k_H = \frac{\Sigma_{СК}^* - \Sigma_B^* + k_{II}^{-1} (\Sigma^* - \Sigma_{СК}^*)}{\Sigma_H^* - \Sigma_B^*}$$

При данной точности определения величин τ_B , τ_H , $\tau_{СК}$, τ погрешность определения k_H тем меньше, чем выше пористость пласта, чем больше величина $\tau_{СК}$ и чем меньше величина τ_B (т. е. чем больше минерализация пластовых вод). По аналогичной формуле можно определить коэффициент газонасыщенности (заменяя k_H на k_T и τ_H на τ_T).

Величины τ_H , τ_B , $\tau_{СК}$ должны определяться экспериментально на образцах вещества, поскольку расчеты могут привести к значительным погрешностям (при отсутствии данных о концентрации аномально поглощающих микропримесей).

Таким образом, для получения величин k_{II} , k_H по измеренным D , τ необходимо дополнительно знать $D_{СК}$, D_{Φ} , τ_B , τ_H , $\tau_{СК}$. Величина $D_{СК}$ может быть вычислена, если известен химический состав скелета, D_H и τ_H — по известной плотности нефти (при нормальных условиях) и ее газовому фактору, τ_B — по известной минерализации пластовой воды (по хлору), $\tau_{СК}$ целесообразно определять экспериментально. Вопросы оценки точности определения петрофизических параметров пласта при допустимых погрешностях измерения D и τ рассмотрены в работах [80, 81].

Наиболее высокая геологическая эффективность достигается при использовании ИННМ в комплексе с другими геофизическими методами.

По значениям параметров D и τ с добавлением еще одного геофизического параметра — интервального времени Δt распространения упругих колебаний (или показаний метода рассеянного гамма-излучения) однозначно решается задача группировки пластов по литологическому составу. Для оценки литологии пласта по величине кажущейся пористости (определенной в предположении, что порода — известняк) и разделения пластов по характеру насыщения (кажущаяся пористость определена по Δt , D и τ в предположении, что пластовый флюид — вода), В. Н. Моисеев предложил следующие критерии.

Критерии разделения пластов по литологическому составу: известняк — $k_{II}(D) \approx k_{II}(\tau) \approx k_{II}(\Delta t)$; доломит — $k_{II}(D) \ll k_{II}(\tau) < k_{II}(\Delta t)$; песчаник кварцевый — $k_{II}(D) < k_{II}(\tau) > k_{II}(\Delta t)$; песчаник кварцево-полевошпатовый $k_{II}(D) > k_{II}(\tau) \ll k_{II}(\Delta t)$.

Критерии разделения пластов по типу флюида: вода — $k_{II}D \approx k_{II}(\tau) \approx k_{II}(\Delta t)$; нефть — $k_{II}(D) < k_{II}(\tau) > k_{II}(\Delta t)$; газ — $k_{II}(D) \approx k_{II}(\tau) > k_{II}(\Delta t)$.

Опыт применения этих критериев показал, что эффективность разделения нефтеносных и водоносных пластов не зависит от глубины их залегания, а разделение газоносных и водо-

носных — ухудшается. В обсаженных скважинах для выделения продуктивных пластов по скорости расформирования зоны проникновения используются временные замеры. Критерием нефтеносности, водоносности или газоносности коллектора служит характер изменения со временем параметров D и τ : для газоносного — увеличение D и τ ; для нефтеносного — постоянное (или слабо меняющееся) τ и неизменная величина D ; для водоносного — уменьшение τ при неизменном D .

Большой интерес представляет использование корреляционных зависимостей между нейтронными и другими петрофизическими характеристиками горных пород. Ниже рассматриваются связи времени жизни тепловых нейтронов τ с удельным электрическим сопротивлением горных пород ρ , их плотностью δ и скоростью v распространения упругих колебаний (впервые отмечены и изучены Д. М. Сребродольским), а также с естественной радиоактивностью горных пород.

В неглинистых (или слабоглинистых) породах удельное электрическое сопротивление и время жизни тепловых нейтронов при фиксированной пористости определяются главным образом хлоросодержанием пластовой жидкости, поэтому между параметрами ρ и $\lambda(\tau)$ (декремент временного спада) существует довольно тесная коррелятивная связь. В работе [24] сопоставлены значения кажущегося сопротивления ρ_k и τ для нефтегазонасыщенных пород продуктивных отложений месторождений Украины. Значения τ получены по результатам измерений в точках или по диаграммам ИНМ, значения ρ_k — по данным БЭЗ; между величинами τ и $\lg \rho_k$ установлена линейная зависимость. При равномерном распределении глины (например, в виде глинистого цемента) аналогичная линейная зависимость, по видимому, должна сохраниться и для глинистых песчаников; с увеличением глинистости величины $\lg \rho_k$ и τ будут уменьшаться.

Измеряемая величина λ определяется выражением (108) с заменой Σ^* на λ . Если предположить, что, несмотря на различие глубинности исследования, ИНМ и БЭЗ определяют одинаковую водонасыщенность $k_B = 1 - k_H$, то величину k_B можно исключить с помощью уравнения Дахнова — Арчи

$$k_B = \left(a \frac{\rho_B}{\rho} \right)^{1/n} k_H^{-m/n},$$

где a , m , n — коэффициенты; ρ_B , ρ — удельные электрические сопротивления пластовой воды и породы.

Для неглинистых пластов [94]

$$\lambda = (1 - k_H) \lambda_{CK} + k_H \lambda_H + (\lambda_B - \lambda_H) k_H^{1-m/n} \left(a \frac{\rho_B}{\rho} \right)^{1/n},$$

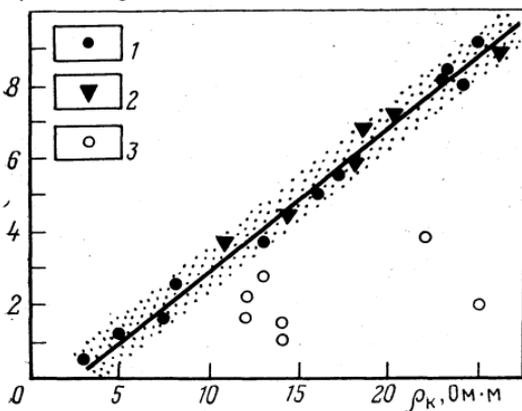


Рис. 71. Поле корреляции I (ИННМ)— ρ_k по разрезу скважины одного из месторождений Азербайджана (по данным Л. А. Путкарадзе).

1 — опорные пласты; 2 — испытываемые пласты, не изменившие первоначального насыщения; 3 — испытываемые (нефтеносные) пласты, обводнившиеся в процессе разработки залежи

в процессе разработки месторождения. Для пластов первой группы связь между I (ИННМ) и ρ_k описывается уравнением линейной регрессии I (ИННМ) = $a + b \rho_k$ с коэффициентом корреляции от 0,85 до 0,95 (по разным скважинам). Параметры уравнения (a , b) вычисляются по пластам, характер насыщения которых заведомо не изменился по геологическим данным и видимой корреляции между ρ_k и I (ИННМ). В коллекторах, обводнившихся пластовыми или смешанными водами, корреляция нарушается тем сильнее, чем выше степень обводнения [65].

Время жизни тепловых нейтронов зависит не только от величины микроскопических сечений поглощения элементов, входящих в состав породы, но и от ее плотности. Плотность минералов и горных пород изменяется в значительно более узких пределах, чем сечения поглощения тепловых нейтронов, вследствие чего влияние плотности на величину времени жизни не является определяющим. Однако в том важном случае, когда поровое пространство осадочных горных пород насыщено пластовой жидкостью, может наблюдаться определенная зависимость между τ и δ . Объемное содержание m флюида в породе (пористость, при полном насыщении флюидом порового пространства) связано с плотностью скелета $\delta_{ск}$, породы δ и флюида $\delta_{ф}$ соотношением

$$m = \frac{\delta_{ск} - \delta}{\delta_{ск} - \delta_{ф}}$$

т. е. при фиксированной пористости λ есть линейная функция $\rho^{-1/n}$ (соответственно время жизни τ линейно относительно $\rho^{1/n}$).

Линейная корреляция между ρ и τ описана, в частности, для газосносных пластов [11]. При этом показано, что изменение ρ и τ обусловлено изменением газонасыщенности (через водородосодержание).

На рис. 71 приведено сопоставление показаний ИННМ и ρ_k по данным БЭЗ для пластов, сохранивших и изменивших первоначальное насыщение в

Поскольку времена жизни тепловых нейтронов в скелете породы и флюиде обычно заметно различаются, то в породах-коллекторах величина τ определяется теми же факторами, что и ее плотность. Этим объясняется наличие корреляции между λ и δ для коллекторов, содержащих воду, нефть и газ.

Скорость распространения упругих колебаний v в горных породах зависит от тех же факторов, что и время жизни тепловых нейтронов: от минерального состава скелета породы, количественного содержания и типа флюида, заполняющего поровое пространство. Общность факторов, определяющих v и τ , обуславливает корреляционную связь между этими параметрами.

Коэффициент пористости k_{Π} породы может быть выражен через скорость распространения продольных волн в породе v , скелете $v_{СК}$, а также в жидкости (флюиде) v_{Φ} , заполняющей ее поры, с помощью формулы средних времен:

$$k_{\Pi} = \frac{v^{-1} - v_{СК}^{-1}}{v_{\Phi}^{-1} - v_{СК}^{-1}} = \frac{\Delta t - \Delta t_{СК}}{\Delta t_{\Phi} - \Delta t_{СК}}$$

Через соответствующие декременты (времена жизни) k_{Π} выражается аналогично:

$$k_{\Pi} = \frac{\lambda - \lambda_{СК}}{\lambda_{\Phi} - \lambda_{СК}}$$

Аналогичная формула справедлива и при замене λ на соответствующие величины D — коэффициенты диффузии тепловых нейтронов в породе, скелете и флюиде.

Сравнивая приведенные выше выражения для одного и того же пласта, получим

$$\Delta t = A\lambda + B,$$

где A и B — постоянные величины (при неизменной литологии пластов, обуславливающей постоянство $v_{СК}$, v_{Φ} , $\tau_{СК}$).

Если диаграммы ультразвукового метода и декремента затухания λ нормализованы так, что совпадают в пластах, насыщенных минерализованной жидкостью, то расхождение этих диаграмм позволяет выделить нефтеносные (или опресненные) пласты.

Тесная коррелятивная связь между v и λ наблюдается в нефтяных пластах с большим коэффициентом нефтенасыщения, поскольку в этом случае влияние на величину λ связанной минерализованной воды незначительно. Наличие в пластовых водах солей угольной и серной кислот не вызывает нарушение связи между v и λ .

Коррелятивная связь между временем жизни тепловых нейтронов и скоростью распространения упругих волн обеспечивает возможность оценки λ по результатам измерения последней на

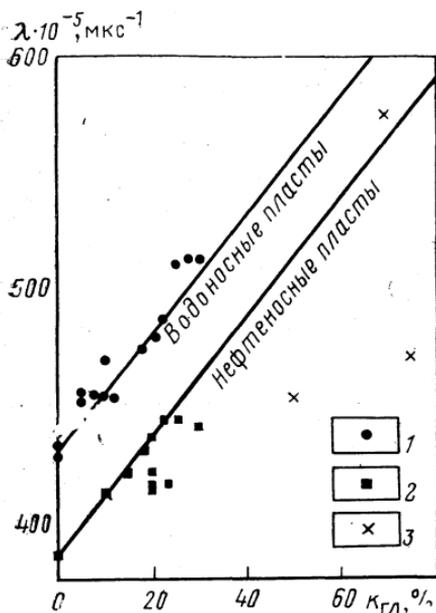


Рис. 72. Разделение нефтеносных и водоносных пластов комплексом методов — ИННМ+ГМ+ННМТ (по Я. Н. Басину, Н. К. Кухаренко и др.).

1 — 3 — водоносные, нефтеносные и плотные глинистые пласты; декремент λ определен по ИННМ и исправлен за изменение пористости по данным НИМТ-50; $k_{ГД}$ определен по данным ГМ

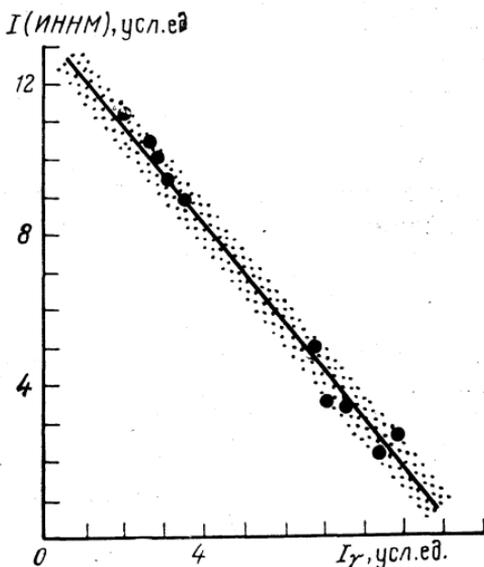


Рис. 73. Поле корреляции показаний ИННМ-700 и гамма-метода в безрудной части разреза скважины (по Л. А. Путкарядзе).

Уравнение регрессии: $I(\text{ИННМ}) = 13,53 - 1,29 I_\gamma$; коэффициент корреляции $r = -0,990$; погрешность уравнения регрессии $\sigma_{y/x} = 0,41$

образцах пород терригенного комплекса. Д. М. Сребродольский указывает на возможность использования этой связи для составления скоростной характеристики разреза, весьма полезной при интерпретации сейсморазведки.

В глинистых породах возможна корреляция между величиной λ и гамма-активностью. Наличие этой связи обусловлено главным образом сравнительно большим сечением поглощения тепловых нейтронов калием, присутствием железистых алюмосиликатов, ассоциацией бора с глинистыми минералами калия. Из определения Σ^* следует, что зависимость λ от объемной глинистости $k_{ГД}$ для пластов различной глинистости, но одинаковых пористости и насыщения должна быть линейной. Эта зависимость может быть использована для внесения поправки в показания ИННМ за изменение глинистости.

На рис. 72 представлен корреляционный график сопоставления величины λ с глинистостью по результатам измерений в одной из скважин Мегийонского месторождения. Для разделения

пластов на нефтеносные и водоносные (и определения положения ВНК) на корреляционном графике проведены опорные линии по точкам, соответствующим группам пластов известного (одинакового) насыщения. Повышение содержания тонкодисперсной фракции в породе, как правило, повышает ее естественную радиоактивность. Появление в породе элементов-поглотителей нейтронов, генетически не связанных со скоплениями естественных радиоактивных элементов, не влияет на I_{γ} , но нарушает корреляцию между показаниями ИННМ и гамма-метода. Корреляция показаний ИННМ и гамма-метода (рис. 73) положена, например, в основу методики выделения и количественной оценки интервалов ртутного оруденения в разрезах скважин [68].

Иллюстрацией эффективного использования отмеченной выше корреляции I (ИННМ) и ρ_K (БЭЗ) (см. рис. 71) может служить методика оценки нефтенасыщенности, разработанная Л. А. Путкарадзе [65, 66], суть которой состоит в следующем.

Для величин λ , измеренных в нефтеносном коллекторе при начальном ($\lambda_{н.н}$) и текущем ($\lambda_{н.т}$) нефтенасыщении, при отсутствии свободного газа справедливы соотношения:

$$\begin{aligned}\lambda_{н.н} &= (1 - k_{\Pi} - k_{гЛ}) \lambda_{сК} + k_{гЛ} \lambda_{гЛ} + k_{\Pi} k_{с.в} (\lambda_{в} + \lambda_{с.с.в}) + k_{\Pi} (1 - k_{с.в}) \lambda_{н}; \\ \lambda_{н.т} &= (1 - k_{\Pi} - k_{гЛ}) \lambda_{сК} + k_{гЛ} \lambda_{гЛ} + k_{\Pi} k_{с.в} (\lambda_{в} + \lambda_{с.с.в}) + \\ &+ k_{\Pi} (1 - k_{с.в}) (1 - \Delta k_{н}) \lambda_{н} + k_{\Pi} (1 - k_{с.в}) (\lambda_{в} + \lambda_{с.с.в}) \Delta k_{н},\end{aligned}$$

где величины $\lambda_{с.с.в}$, $\lambda_{в}$ определяются макросечениями поглощения тепловых нейтронов солями, растворенными в связанной воде, и солями, растворенными в воде, вытесняющей нефть; $k_{с.в}$ — коэффициент остаточной водонасыщенности (связанная вода); $\Delta k_{н}$ — изменение коэффициента нефтенасыщенности коллектора в результате частичного замещения нефти водой за время между двумя измерениями.

При низкой минерализации пластовых вод $\lambda_{в} \approx \lambda_{н}$, кроме того, $(\lambda_{в} + \lambda_{с.с.в}) > \lambda$, поэтому

$$\Delta \lambda = \lambda_{н.т} - \lambda_{н.н} = k_{\Pi} (1 - k_{с.в}) \Delta k_{н} \lambda_{с.с.в}.$$

С другой стороны,

$$\Delta \lambda = \frac{1}{t} \ln \frac{I_{н.н}}{I_{н.т}},$$

где $I_{н.н}$, $I_{н.т}$ — показания ИННМ при начальном и текущем нефтенасыщении; t — время задержки.

Количественная оценка нефтенасыщенности коллекторов реализуется алгоритмом

$$k_{н.т} = k_{нн} - \frac{2,303 \lg (\tilde{I}/I)}{k_{\Pi} \lambda_{с.с.в} t (1 - k_{св})}$$

($k_{н.т}$ в долях объема пор) или

$$k'_{н.т} = 1 - \frac{2,303 \lg(\bar{I}/I)}{k_{п\lambda c.c.вt}}$$

где $k'_{н.т}$ — в долях первоначальной нефтенасыщенности; \bar{I} — условное среднее значение I , прогнозируемое уравнением регрессии $I(\rho_K)$.

Обычно сведения о величине $k_{н.н}$ для каждого конкретного пласта отсутствуют, поэтому целесообразно вычислять величину $k'_{н.т}$, характеризующую относительные изменения коэффициента нефтенасыщенности. Результат интерпретации по описанному алгоритму представляется в виде гистограммы $k'_{н.т}$ которая используется для выбора интервала перфорации.

Использование корреляционных связей при комплексном изучении продуктивных коллекторов с помощью промыслово-геофизических исследований, проводящихся в открытом стволе и обсаженной скважине, позволяет оценивать коллекторские свойства пород (пористость, проницаемость, глинистость), определять насыщенность коллектора пластовыми флюидами, разделять в разрезе нефтеносные и газоносные зоны, устанавливать степень выработанности продуктивных горизонтов по оценке текущей нефтенасыщенной и обводнившейся мощностей, проследивать текущее гипсометрическое положение в разрезе водонефтяного (газоводяного) и газонефтяного контактов, контролировать результаты солянокислотной обработки пластов.

6.2. ФИЗИЧЕСКАЯ ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД И ПЛАСТОВЫХ ФЛЮИДОВ ПО НЕЙТРОННЫМ СВОЙСТВАМ

Результаты теоретических расчетов нейтронных характеристик горных пород можно непосредственно использовать для определения в реальной системе прибор — скважина — пласт изменений показаний нейтронных методов, обусловленных изменениями минерального состава скелета пласта, его плотности, глинистости, концентрации элементов-поглотителей, водо-, нефте- и газонасыщенности. Возможность такого эффективного использования нейтронных характеристик обусловлена принципом физической эквивалентности горных пород и пластовых флюидов.

Принцип физической эквивалентности можно сформулировать следующим образом: при фиксированных технических условиях измерений в скважине породы, имеющие различный состав и петрофизические параметры (k_p , k_v , k_n , k_r , $k_{г.л}$ и т. д.), отмечаются одинаковыми показателями, если совпадают их нейтронные характеристики.

Поля излучения в сравниваемых системах могут оставаться физически эквивалентными и при изменении нейтронных характеристик этих систем. В таких случаях в соответствии с прин-

ципом подобия трансформируются по известному правилу геометрические размеры и параметры всех зон [15].

Способ моделирования, основанный на физической эквивалентности пород, впервые был предложен и применен Е. И. Крапивским и А. А. Бремом [49]. Эти исследователи показали, что при экспериментальных исследованиях можно добиться совпадения нейтронных свойств породы (L_s , P_a , D , τ) с натурной моделью, добавляя в насыпную среду-наполнитель (кварцевый песок, мраморную муку) вещества, хорошо рассеивающие (вода, парафин, полиэтилен, бериллий, углерод) и поглощающие (бор, литий, ртуть и др.) нейтроны, а также изменяя плотность модельной среды добавлением специальных утяжелителей (свинцовой или чугунной дроби, барита, галенита и т. д.). Соотношение компонентов модельной смеси подбирается таким образом, чтобы ее нейтронные характеристики: полный возраст нейтронов и вероятность избежать поглощения при замедлении, сечения рассеяния и поглощения тепловых нейтронов совпадали с характеристиками изучаемой среды (породы). При одинаковой весовой влажности и плотности сред параметры L_s , κ_s , D оказываются близкими. Добавление поглотителей нейтронов позволяет добиться совпадения параметров P_a , τ , характеризующих поглощающие свойства.

Изменение водородосодержания (пористости) горных пород существенно влияет на величину нейтронных характеристик, как правило, значительно сильнее, чем изменение их химического состава.

Длина замедления быстрых нейтронов L_s^* зависит от водородосодержания через замедляющую способность (и средний косинус угла рассеяния).

Однако погрешность определения m по величине L_s^* , обусловленная неконтролируемым изменением минералогического состава пласта, может быть значительной. Так, $L_s^* = 12$ см соответствует песчанику с $m = 21$ % или доломиту с $m = 16$ %, или ангидриту и известняку с $m \approx 20$ %. Соответствующая максимальная относительная погрешность определения объемного водонасыщения по длине замедления достигает 30 % отн.

Коэффициент диффузии с изменением минералогического состава изменяется почти так же, как и длина замедления. Время жизни тепловых нейтронов в первую очередь определяется концентрацией сильно поглощающих элементов. При малых концентрациях аномальных поглотителей на величину τ оказывает заметное влияние также водородосодержание породы.

Из анализа нейтронных характеристик и закономерностей поля излучения в системе скважина — пласт следует, что при количественном определении водородосодержания (водо-, нефте- и газонасыщенности) стационарными методами нейтронметрии скважин критерием физической эквивалентности служит

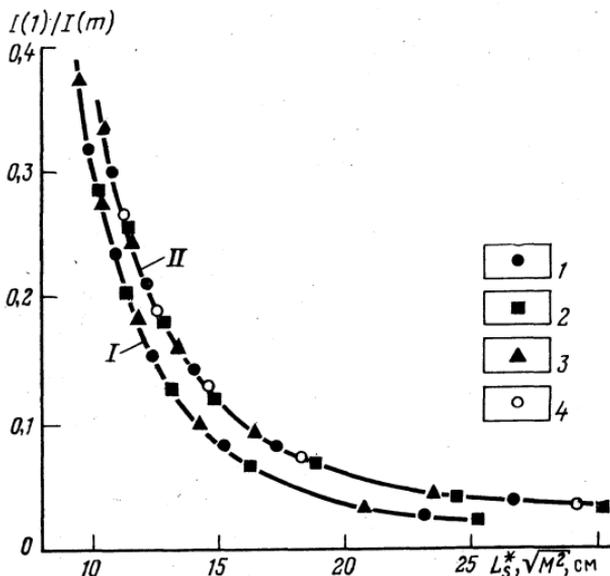


Рис. 74. Обратные величины показаний ННМнт и ННМт (в единицах показаний в пресной воде) в породах различного состава как функции объемной влажности, выраженной через длину замедления L_s^* (ННМнт, $Z=47,5$ см — кривая I) и длину миграции M (ННМт, $Z=50$ см — кривая II) (по данным Ф. Х. Еникеевой и Б. К. Журавлева, расчет методом Монте-Карло). Скважина необсаженная, $d_c=200$ мм, прибор ДРСТ. прижат к стенке скважины.

I — известняк; 2 — кварцевый песчаник; 3 — доломит; 4 — полимиктовый песчаник

совпадение длин замедления нейтронов в пласте (для ННМнт) или длин миграции тепловых нейтронов (для ННМт). Обоснованность этого вывода убедительно подтверждается результатами прямых расчетов, выполненных Ф. Х. Еникеевой и Б. К. Журавлевым методом Монте-Карло для реальной скважинной геометрии (рис. 74). Для нейтронного гамма-метода

длина переноса захватного гамма-излучения $L_{n\gamma} = (L_s^2 + L_d^2 + L_\gamma^2)^{1/2}$ не является строгим критерием физической эквивалентности различных сред. При одинаковых L_s , L_d , L_γ разные зоны в системе прибор — скважина — пласт могут сильно различаться по величине излучающей способности и соотношению вкладов в результирующую зависимость $I_{n\gamma}(m)$. Если основной вклад дает излучение скважины (при регистрации жесткого гамма-излучения с кадмиевым фильтром, усиливающим поглощение тепловых нейтронов в скважине), то длина миграции тепловых нейтронов может служить приближенным критерием физической эквивалентности. Строгим критерием физической эквивалентности величина $L_{n\gamma}$ пласта может служить только в методе нейтронной гамма-спектрометрии при энергетической дискриминации излучения скважины.

Необходимость использования физической эквивалентности пластовых флюидов (воды и газа) впервые возникла в связи с задачей определения газонасыщенности коллекторов по данным нейтронметрии скважин. В случае двухфазного флюида (вода, газ) эффективное водонасыщение неглинистого пласта $m_{эф}$ определяется соотношением [6]

$$m_{эф} = k_{п} \left(k_{в} + k_{г} \frac{p}{p_0} \right),$$

где p — давление газа; p_0 — давление, при котором плотности ядер водорода в воде и в сжатом газе совпадают (при $t=20^\circ\text{C}$ для воды без растворенного газа $p_0=62,3$ МПа). Это соотношение устанавливает эквивалентность флюидов по плотности $N_{Н}$ ядер водорода. Однако совпадение $N_{Н}$ не обеспечивает совпадения параметров замедления L_s , κ_s и длины диффузии тепловых нейтронов, т. е. не является условием физической эквивалентности пластовых флюидов (исключение составляет время жизни тепловых нейтронов, поскольку микросечение поглощения у водорода на два порядка больше, чем у углерода, и на три порядка больше, чем у кислорода). Физическая эквивалентность водородного газа и воды в действительности выполняется при давлении $p'_0 = (1,6—1,7)p_0$, слабо зависящем от начальной энергии нейтронов.

Поскольку нейтронные и термодинамические характеристики углеводородного и водородного газов различаются, физическая эквивалентность воды (нефти) и природного газа будет иметь место при давлении p_0 :

$$p_0 = qZRT\nu^{-1} [n^2 (\tau_s)_г / (\tau_s)_в]^{1/2},$$

где q — атомная единица массы; R — универсальная газовая постоянная; ν — числа атомов в молекуле газа; T — температура; Z — коэффициент сжимаемости; n — ядерная плотность газа; $(\tau_s)_г$ и $(\tau_s)_в$ — соответственно возраст (или площадь миграции) нейтронов в газе и воде (нефти) в пластовых условиях.

При одинаковом водородосодержании (точнее, при физической эквивалентности флюидов) газоносные и водоносные коллекторы не удовлетворяют условию физической эквивалентности, поскольку они отличаются объемом твердой фазы (плотностью). Этот плотностной эффект называют эффектом замещения или экскавационным эффектом [107].

Использование длины замедления L_s и длины миграции тепловых нейтронов M как критериев физической эквивалентности пород получило название¹ принципа L -эквивалентности. Впервые этот принцип был отмечен автором в 1963 г. при оценке влияния изменения химического состава пород на показания

¹ Предложено Ю. А. Гулиным и И. Л. Дворкиным.

ННМнт. Ю. А. Гулин и И. Л. Дворкин использовали этот принцип для учета минерального состава скелета при количественном определении пористости по палеткам для известняка, Р. А. Резванов, А. В. Булатов и О. В. Поликарпочкин — для учета глинистости, плотностного и температурного эффектов, а также неоднородности пластов при количественном определении газонасыщенности и пористости [7, 8, 70, 89].

В задачах рудной геологии Е. И. Крапивский предложил при количественном определении концентраций нейтронных поглотителей пользоваться понятием эквивалентной концентрации¹.

Принцип физической эквивалентности и принцип подобия взаимно дополняют друг друга как способы экспериментального и теоретического исследования в задачах ядерной геофизики. При ограниченности палеточного фонда и натуральных моделей пластов принцип физической эквивалентности позволяет распространить имеющиеся эталонировочные зависимости, получаемые в результате математического и физического моделирования, на большое число разнообразных геологических ситуаций, существенно повышая эффективность геологической интерпретации результатов измерений нейтронными методами.

6.3. ИЗУЧЕНИЕ ПЕТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИСКВАЖИННОЙ ЗОНЫ ПЛАСТА ПО ПОКАЗАНИЯМ СТАЦИОНАРНЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

На показания нейтронных методов существенно влияют свойства прискважинной зоны пласта. Основную роль при этом играет характер распределения флюидов в прискважинной зоне, который зависит от свойств промывочной жидкости, условий вскрытия пласта, свойств коллектора и физико-химических параметров пластовой жидкости, заполняющей поровое пространство.

Если скважина пробурена на пресном растворе, минерализация жидкости в прискважинной зоне в пластах разной пористости может быть различной. Степень опреснения пластовой жидкости зависит от свойств пласта и фильтрационных свойств глинистой корки. До образования глинистой корки процесс опреснения определяется в основном зависимостью коэффициента проницаемости $k_{\text{пр}}$ от коэффициента пористости $k_{\text{п}}$, устанавливающей связь между емкостными и фильтрационными свойствами пористой среды.

Работами многих исследователей показано, что между $k_{\text{пр}}$ и $k_{\text{п}}$ нет функциональной зависимости, но имеется тесная корреляционная связь. Зависимости $k_{\text{пр}}(k_{\text{п}})$ в известняках различных

¹ Эквивалентными называются такие концентрации различных элементов-поглотителей, которым соответствуют одинаковые макроскопические сечения поглощения.

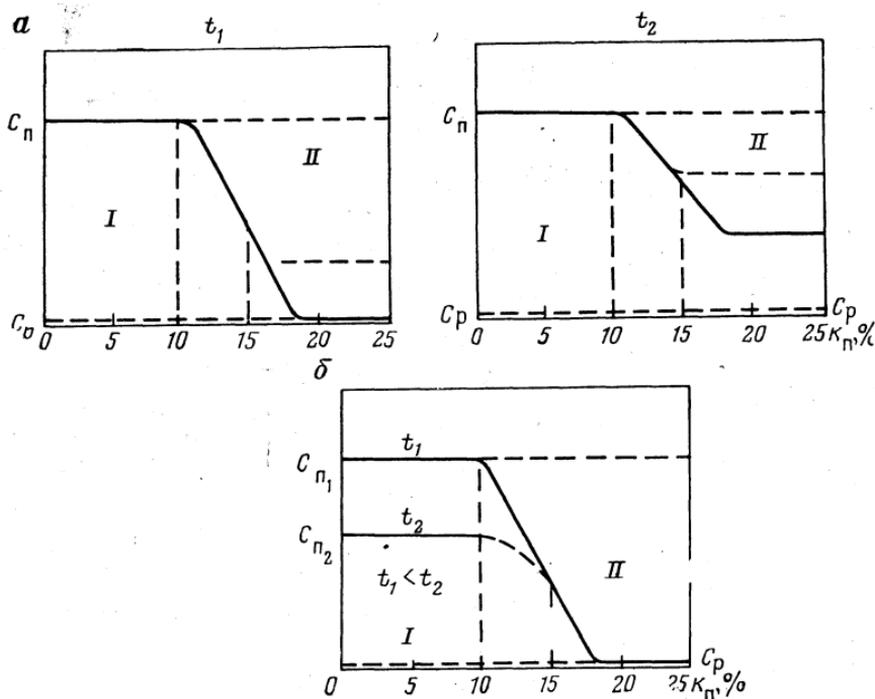


Рис. 75. Схема изменения минерализации воды в прискважинной зоне при изменении пористости в результате проникновения фильтра глинистого раствора:

a — водоносные пласты; *б* — нефтеносные пласты (в различные моменты времени $t_1 < t_2$). *I* — непроницаемые породы (неколлекторы); *II* — проницаемые породы (коллекторы)

типов могут существенно различаться, что объясняется сложностью структуры их порового пространства.

Терригенные породы обладают следующими свойствами: пласты с $k_{II} < (8-10) \%$ практически непроницаемы; пласты, для которых $(8-10) \% \leq k_{II} \leq (14-16) \%$, слабопроницаемы, причем k_{II} линейно растет с увеличением k_{II} ; пласты с $k_{II} \geq (14-16) \%$ хорошо проницаемы.

После образования глинистой корки процесс поступления фильтрата в пласт определяется в основном ее проницаемостью, которая может изменяться в пределах $10^{-3}-10^6$ мД. В высокопроницаемых пластах, кроме того, образуется зона внутренней глинизации, также препятствующая поступлению фильтрата.

На рис. 75 приведена схема зависимости минерализации пластовой воды в прискважинной зоне при изменении пористости в результате проникновения фильтрата глинистого раствора (в различные моменты времени) в предположении отсутствия зоны кольматации. Как видно, низкопористые, непроницаемые пласты характеризуются сохранением реликтовой минерализованной жидкости. В высокопористых коллекторах в связи с раз-

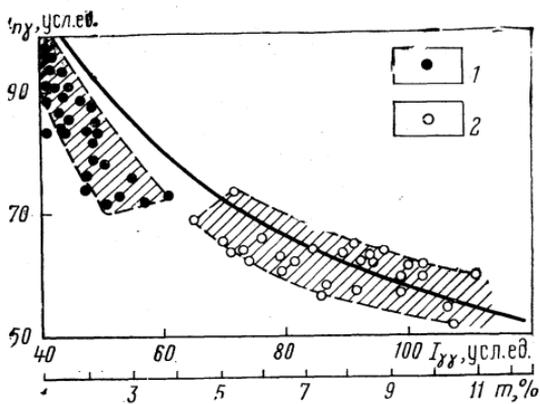


Рис. 76. Сопоставление показаний НГМ-60 с мягкой компонентной ГГМ-40. 1 — неколлекторы; 2 — коллекторы. Сплошной линией проведена палеточная зависимость

ся контраст в минерализации непроницаемых и проницаемых пластов.

Рисунок 76 иллюстрирует влияние изменения минерализации пластовой жидкости на зависимость показаний НГМ от пористости для карбонатных отложений (скв. 18, Кандры)¹. Пористость определена по мягкой компоненте рассеянного гамма-излучения ГГМ (чтобы исключить влияние доломитизации). На рисунке наблюдается четкое разделение проницаемых и непроницаемых пластов, причем последние выделяются как породы с пористостью на 3—4 % больше истинной. Для пластов с низкой эффективной и относительно большой общей пористостью зависимость $I_{нγ}(m)$ не совпадает с палеточной из-за наличия хлора в прискважинной зоне: Таким образом, породы с высокоминерализованными пластовыми водами характеризуются двумя зависимостями $I_{нγ}(m)$: одна — в интервале пористости меньше кондиционной — $k_{п} < (k_{п})_{конд}$, другая — в интервале $k_{п} > (k_{п})_{конд}$. Первая соответствует непроницаемым пластам, вторая — пластам, опресненным фильтратом глинистого раствора. Отсюда, в частности, следует, что зависимости $I_{нγ}(m)$, построенные методом статистических сопоставлений по керновым данным, могут существенно отличаться от палеточных. Этот вывод справедлив для НМт, поскольку показания НГМ включают излучение пласта и скважины, а при низких пористостях излучение скважины, обусловленное диффузией тепловых нейтронов из пласта, значительно превышает излучение самого пласта.

¹ Этот график и аналогичные материалы по другим месторождениям Западной Башкирии любезно предоставлены Ю. А. Гулиным, совместно с которым автор изучал рассматриваемый вопрос.

личием порометрических характеристик коэффициенты вытеснения пластовой жидкости различны, поэтому степень опреснения этих пластов может быть неодинаковой.

Когда фильтрат глинистого раствора менее минерализован, чем пластовая вода, к моменту исследования в открытом стволе скважины зона проникновения нефтенасыщенных пластов во многих случаях опреснена более интенсивно, чем водонасыщенных. Таким образом, в нефтеносных коллекторах также наблюдается

Описанное явление можно использовать для выделения пластов-коллекторов путем совместной интерпретации данных НГМ (или ННМт) и методов, показания которых не зависят от минерализации пластовой жидкости (например, ГГМ или АМ). По показаниям АМ и НГМ при исследовании скважины перед спуском колонны (в условиях высокой минерализации пластовых вод и низкоминерализованного глинистого раствора) можно учесть общий объем пор и объем пор, насыщенных высокоминерализованной жидкостью. К группе коллекторов или неколлекторов пласт относится по соотношению соответствующих показаний, учитывающих как емкостную, так и фильтрационную характеристики породы. Сущность способа состоит в непрерывном сопоставлении по разрезу скважины нормализованных показаний НГМ и логарифма разности скоростей пробега упругих волн в породе и ее скелете — $\log_m(\Delta t - \Delta t_{ск})$; пласты-коллекторы выделяются по совпадению нормализованных диаграмм, а неколлекторы — по их расхождению. Эта процедура может выполняться ЭВМ (диаграммы вводятся в цифровом коде) [31].

Образование зон глубокого искажающего проникновения обуславливает низкую эффективность исследования перспективных в отношении продуктивности карбонатных отложений. Однако после крепления и тампонирования скважины в прискважинной зоне протекают процессы, приводящие к восстановлению первоначального насыщения. Применение нейтронных методов для определения изменения состава флюида за обсадной колонной позволяет использовать эффект расформирования зоны проникновения для выделения коллекторов и оценки их насыщения. Способ выделения нефтеносных и водоносных коллекторов по разной скорости расформирования зоны проникновения впервые был предложен Б. М. Орлинским [57, 58].

Изменение минерализации пластовой воды с изменением пористости, очевидно, будет отражаться и на показаниях ИНММ, главным образом на зависимости $\lambda(k_p)$. Если при бурении скважин на пресном глинистом растворе имеет место пресное проникновение, то при разработке нефтяных месторождений обычно наблюдается соленое проникновение вследствие обводнения прискважинной зоны продуктивного пласта в процессе эксплуатации.

Влияние глубины проникновения пресной и соленой воды в пласты, насыщенные соответственно соленой и пресной водой, на показания ИНММ изучалось как экспериментально, так и на основе численных расчетов.

На рис. 77 показана зависимость кажущегося времени жизни тепловых нейтронов от глубины проникновения воды контрастной минерализации в пласт песчаника пористостью 20 %, насыщенной соленой и пресной водой. Скважина необсаженная, диаметр 20 см, соленая вода содержит 100 г NaCl в 1 л.

Эффективные времена жизни, определяющие спад плотно-

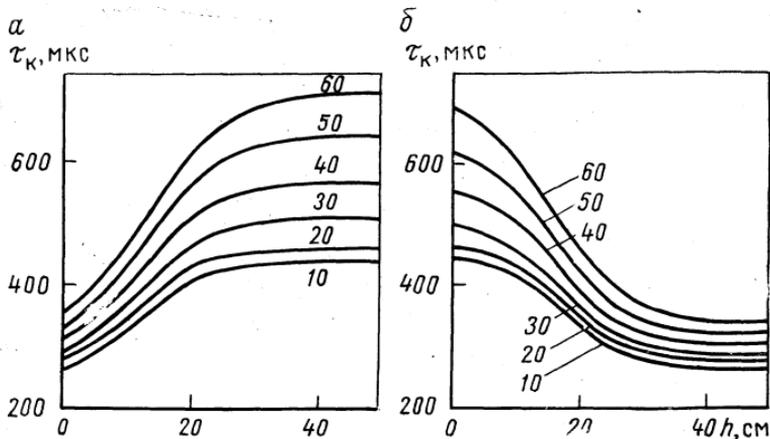


Рис. 77. Зависимость кажущегося времени жизни нейтронов от глубины проникновения пресной (а) и соленой (б) воды в пласт песчаника с $k_{II}=20\%$ [93].

Шифр кривых — размер зонда в см

сти тепловых нейтронов и плотности потока захватного гамма-излучения, которые измеряются при наличии зоны проникновения пресной воды в пласт, содержащий минерализованную воду, имеют большую величину, чем в случае отсутствия зоны проникновения. Это наблюдается в скважинах различного диаметра при разных размерах зонда и объясняется следующим образом [57]. Зона проникновения фильтрата пресного глинистого раствора представляет собой среду с минимальным сечением поглощения тепловых нейтронов, в которой с течением времени (после инъекции в породу импульса быстрых нейтронов) плотность тепловых нейтронов становится максимальной. Дальнейшая кинетика диффузии в значительной степени зависит от величины градиента плотности потока тепловых нейтронов за пределы зоны проникновения. С увеличением радиуса зоны проникновения утечка нейтронов уменьшается, обуславливая более медленное временное изменение максимальной плотности тепловых нейтронов и увечение эффективного времени жизни, измеряемого в скважине.

Характер изменения минерализации жидкости в ближней зоне (опреснение или осолонение) существенно влияет на возможность оценки нефтеводонасыщенности коллектора по данным ИНМ. В случае опреснения прискважинной зоны водонасыщенного пласта область неоднозначной интерпретации по величине τ начинается при меньших глубинах проникновения, чем при осолонении прискважинной зоны нефтенасыщенного пласта.

Исследованиями В. М. Арбузова и Б. М. Орлинского показано, что наличие зоны проникновения соленой воды в нефтенасыщенном пласте может быть установлено по форме кривых вре-

менного спада регистрируемых излучений в скважине. Отличительным признаком присутствия зоны проникновения соленой жидкости является увеличение времени задержки, начиная с которой затухание тепловых нейтронов (или гамма-квантов радиационного захвата), измеряемое в скважине, происходит по экспоненциальному закону.

Нефтенасыщение пласта, определяемое по декременту затухания поля тепловых нейтронов или захватного гамма-излучения, занижается тем больше, чем больше радиус зоны проникновения соленой воды и коэффициент вытеснения нефти в зоне проникновения. При радиусе зоны проникновения 35—40 см и больше нефтенасыщенный пласт по данным ИННМ интерпретируется как водонасыщенный. Водонасыщенный пласт, имеющий зону проникновения пресной воды, интерпретируется по величине декремента затухания как пласт с коэффициентом нефтенасыщения, величина которого тем больше, чем больше радиус зоны проникновения. При радиусе зоны проникновения, превышающем 40 см, водонасыщенный пласт по данным ИННМ интерпретируется как пласт с высоким коэффициентом нефтенасыщения.

Декремент затухания λ , измеряемый на асимптотическом участке кривой временного спада, не зависит от времени задержки, но зависит от размера зонда и скважинных условий (диаметра, конструкции и заполнения скважины, параметров цементного камня и зоны проникновения). В полной аналогии с (117), зависимость λ от условий измерений можно представить в виде

$$\lambda(Z) = \sum_{(k)} \frac{G_k(Z)}{\tau_k},$$

где τ_k — время жизни тепловых нейтронов в k -й зоне (в системе прибор — скважина — пласт); G_k — геометрический фактор зоны.

Если ввести «кажущийся» геометрический фактор $G^*(h)$ зоны проникновения глубиной h , то вместо последней формулы получим более простое и удобное выражение:

$$\lambda(Z, h) = \lambda_{\text{зп}}(Z) G^*(h) + \lambda_{\text{пл}}(Z) [1 - G^*(h)], \quad (135)$$

в котором $\lambda_{\text{зп}}$ — декремент затухания, измеряемый при глубине проникновения, превышающей глубину исследования; $\lambda_{\text{пл}}$ — декремент, измеряемый при отсутствии проникновения. Интересно, что уравнение, аналогичное (135), впервые было предложено в работе [93] как эмпирическое соотношение, количественно описывающее результаты расчетов по трехгрупповой диффузионной конечно-разностной программе в связи с изучением влияния зоны проникновения на показания ИННМ.

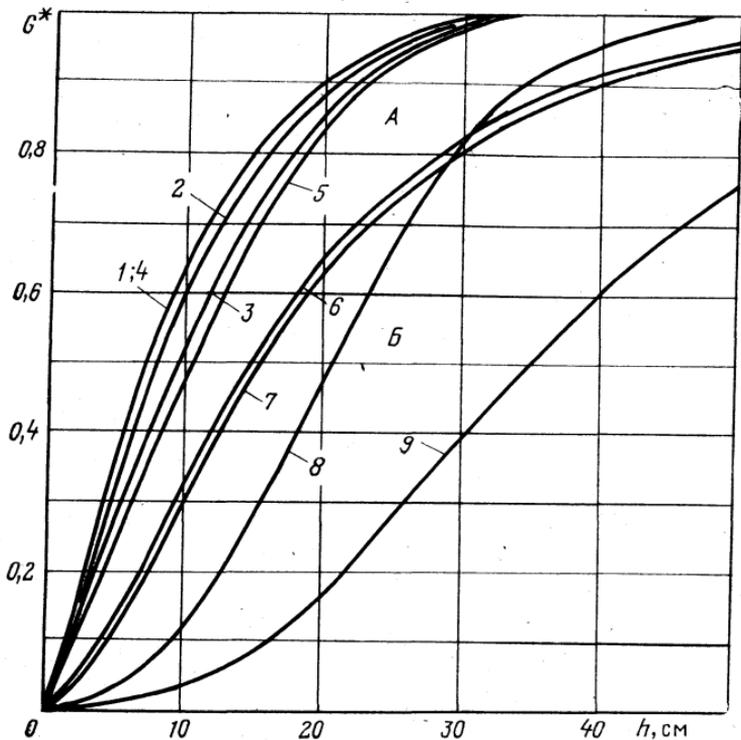


Рис. 78. Зависимость кажущегося геометрического фактора зоны проникновения от глубины проникновения воды в пласт (ИННМ).

А — пресное проникновение (1—7); Б — соленое проникновение (8, 9). 1, 2 — скважина обсаженная, $d_c = 220$ мм, $d_{\text{кол}} = 127$ мм, цемент пресный (1) и цемент соленый (2); 3, 4 — скважина обсаженная, $d_c = 300$ мм, $d_{\text{кол}} = 152$ мм, цемент пресный (3) и цемент соленый (4); 1—4 по экспериментальным данным В. М. Арбузова (совпадают с ИННМ) для песчаника с $k_{\text{п}} = 23 \pm 1$ %; результаты 1—2 совпадают с расчетами ВНИИЯГ по методу Монте-Карло для необсаженной скважины с $d_c = 200$ мм, $k_{\text{п}} = 20$ %; 5 — скважина необсаженная, $d_c = 200$ мм, $k_{\text{п}} = 20$ %, размеры зондов от 10 до 60 см, по данным [93]; 6, 7 — скважина необсаженная, $d_c = 200$ мм, $k_{\text{п}} = 5$ %, $Z = 90$ см (6) и $Z = 35$ см (7), по данным ВНИИЯГ, расчет методом Монте-Карло; 8 — скважина необсаженная, $d_c = 200$ мм, $k_{\text{п}} = 20$ %, размеры зондов от 10 до 60 см, по данным [93]; 9 — скважина необсаженная, $d_c = 200$ мм, $k_{\text{п}} = 20$ %, $Z = 25$ см, по данным ВНИИЯГ, расчет методом Монте-Карло

Из определения $G^*(h)$ следует, что эта величина не должна зависеть от размера зонда; она оказывается также устойчивой относительно изменения скважинных условий, но зависит от типа проникновения (пресное или соленое) и пористости пласта (рис. 78).

Таким образом, при измерениях импульсными нейтронными методами глубина проникновения в пласт жидкости, отличающейся по минерализации от пластовой жидкости, коррелирует с непосредственно измеряемым параметром (временем жизни тепловых нейтронов), который является нейтронной характеристикой породы и ее флюида. Этот факт не имеет своего аналога при измерениях стационарными нейтронными методами.

6.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРА НАСЫЩЕНИЯ ПЛАСТОВ ПРИ ДОРАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Разделение пластов по характеру насыщающего флюида в случае высокой минерализации пластовой воды, как правило, не вызывает затруднений благодаря резкому различию нейтронных характеристик.

Метод ИНММ в комплексе с ГМ и НМ (НГМ) позволяет разделять пласты на нефтеносные и водонасыщенные и определять положение водонефтяного контакта (ВНК) в наиболее трудных условиях — при низкой минерализации пластовых вод. Преимущество ИНММ перед электрометрией при решении этой задачи состоит в том, что он позволяет определять характер насыщения пластов и положение ВНК в маломощных неоднородных пластах при низкой нефтенасыщенности (по результатам повторных замеров).

Низкая минерализация пластовой воды и песчано-глинистый разрез (с полимиктовым составом песчаников) характерны для ряда крупных нефтяных месторождений. Надежность разделения нефте- и водонасыщенных пластов по данным ИНММ при низкой минерализации пластовых вод в песчано-глинистом разрезе зависит не только от достижимой точности измерения времени жизни тепловых нейтронов, но также от точности введения поправок в результате измерений за изменение свойств пластов, глинистости, пористости, химического состава скелета породы.

По данным И. В. Головацкой, оценка характера насыщенности пород может производиться по сопоставлению декремента затухания поля тепловых нейтронов и кажущегося времени жизни тепловых нейтронов $\tau_k (\lambda^{-1})$ с величиной пористости, определенной независимо. Связь этих величин, особенно в пластах с невысокой пористостью ($k_p \leq 12\%$), зависит от минералогического состава пород. Поскольку методами промысловой геофизики минералогический состав пород в обсаженных скважинах не определяется, необходимо знать хотя бы их основной тип (известняки, доломиты, песчаники и т. д.). Учет минералогического состава пород особенно важен в случае пластов невысокой пористости; при $k_p \geq 15-18\%$ влияние изменения литологии резко уменьшается и должно учитываться только при слабой нефтенасыщенности пород.

Поскольку непрерывное измерение декремента затухания производится с использованием относительно малых временных задержек, реальные зависимости $\tau_k(k_p)$ существенно отличаются от расчетных (справедливых для асимптотического режима), поэтому использовать расчетные зависимости нельзя. На рис. 79 приведен пример зависимости для оценки характера насыщения карбонатных коллекторов.

Пористость определена по данным НММнт, кажущееся время жизни тепловых нейтронов τ_k — по непрерывной диаграмме

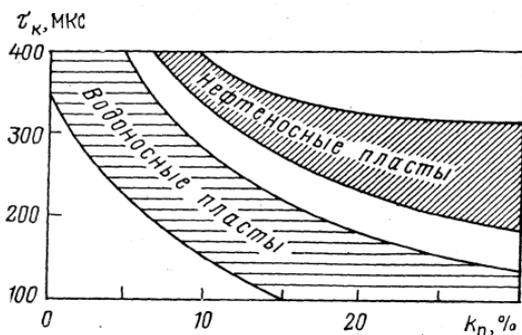


Рис. 79. Пример зависимости, используемой для определения характера насыщения карбонатных коллекторов каширо-подольских отложений Арланского месторождения (по И. В. Головацкой)

составом пород, может дать диаграмма осолонения цементного камня, по которой выделяются водоносные проницаемые пласты. В этом случае при сопоставлении (τ_k, k_n) расчленяются непроницаемые водоносные и нефтеносные пласты.

Ю. В. Кормильцевым показана эффективность разделения нефтеносных и водоносных пластов по величине τ_k и параметру

$$i = \frac{I_x - I_1}{I_2 - I_1},$$

где I_x, I_1 и I_2 — соответственно показания НМТ или НГМ в интервалах исследуемого пласта и в опорных пластах глин и плотных карбонатных пород. По параметру i для методов ИНМ (ИНГМ) и НГМ разработаны критерии разделения по насыщению нефтеносных и водоносных коллекторов пористостью более 10 % в слабоглинистом и незагипсованном карбонатном разрезе, сложенном известняками, доломитами и промежуточными разностями.

Разделение пластов по насыщению возможно также путем оценки Σ_a флюида, насыщающего пласт. Другие способы разделения пластов по насыщению в обсаженных скважинах (по скорости расформирования зоны проникновения, с использованием корреляционных связей и др.) были рассмотрены выше.

6.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ НЕФТЕНАСЫЩЕННОСТИ КОЛЛЕКТОРОВ

Проблема увеличения нефтеотдачи — одна из основных проблем нефтедобывающей промышленности. Успех или неудача применения различных способов повышения нефтеотдачи пластов во многом определяется точностью количественной оценки.

ИНМ-л. Характер насыщенности пласта определяется по расположению соответствующей точки (τ_k, k_n) относительно заштрихованных областей. Если точка попадает в интервал между водоносными и нефтеносными пластами, то отвечающий ей пласт интерпретируется как не содержащий промышленной нефти.

Опыт показывает, что большую помощь при интерпретации данных (τ_k, k_n), полученных в обсаженных скважинах, особенно в интервалах разреза с неизвестным минералогическим со-

коэффициента остаточной нефтенасыщенности $k_{н.о}$. Поэтому задача оценки «остаточных» запасов важна не менее, чем подсчет первичных запасов.

Одним из важнейших подсчетных параметров является коэффициент нефтеотдачи, представляющий собой произведение коэффициента вытеснения на коэффициент охвата. Для подсчета запасов и прогноза эффективности вытеснения нефти из продуктивного пласта различными вытеснителями необходимо прямое определение коэффициента вытеснения

$$\beta_B = \frac{k_n - k_{н.о}}{k_n},$$

где k_n — начальная нефтенасыщенность.

Величина k_n с удовлетворительной точностью измеряется методами электрометрии (если имеются надежные сведения о пористости) или методом ядерно-магнитного резонанса (ЯМР). Остаточную нефтенасыщенность необходимо определять в обсаженных скважинах, для решения этой задачи пригоден только ИНМ (ИНГМ). Наиболее точные результаты достигаются при использовании ИНМ в соединении с методикой «замер — закачка — замер» [72, 78, 85, 110].

Связь коэффициента нефтенасыщенности продуктивного пласта с нейтронными параметрами пласта и флюидов:

$$\Sigma = \Sigma_{ск} (1 - k_n) + \Sigma_B (1 - k_n) k_n + \Sigma_n k_n k_n. \quad (136)$$

Соответственно для водонасыщенного пласта

$$\Sigma = \Sigma_{ск} (1 - k_n) + \Sigma_B k_n. \quad (137)$$

Определение величины Σ производится по кажущемуся обратному времени жизни нейтронов λ , измеряемому ИНМ (ИНГМ) с внесением поправок за размер зонда и влияние скважинных условий.

Соотношение (136) может быть использовано для определения k_n в продуктивном пласте, а соотношение (137) — для определения пористости. В первом случае необходимо знать k_n , Σ_B , Σ_n , $\Sigma_{ск}$, а во втором — Σ_B и $\Sigma_{ск}$. Коэффициент пористости определяется по данным геофизических исследований, в частности нейтрон-нейтронным методом с двухзондовым (или многозондовым) прибором. Нейтронные характеристики пластовых флюидов с высокой точностью могут быть вычислены по данным химического анализа проб жидкостей.

Наиболее трудно определить $\Sigma_{ск}$. Для исключения этого неопределенного параметра был предложен следующий способ (в СССР — М. Х. Хуснуллиным, С. А. Султановым и Л. Н. Воронковым, в США — Дж. Ричардсоном и Р. Вайманом). В перфорированный заводняемый пласт последовательно закачивают водные растворы различной солености с заранее известными сечениями Σ_{vi} . После каждой закачки измеряют Σ_i пласта и

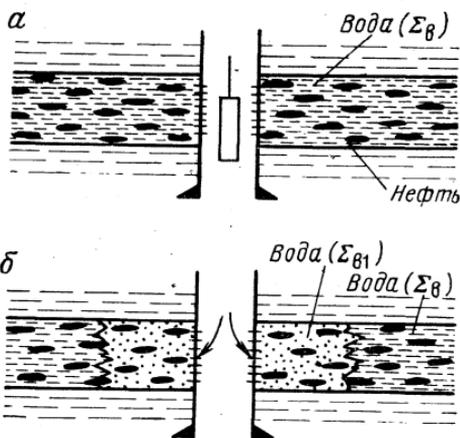


Рис. 80. Схема применения ИНМ по способу «замер—закачка—замер» (по М. Х. Хуснуллину, С. А. Султанову, Л. Н. Воронкову; Дж. Ричардсону и Р. Вайману).

a — замер в пласте с остаточной нефтью и пластовой водой (Σ_B); *b* — закачка воды контрастной минерализации (Σ_{B1}) и повторный замер (Σ_1)

решают систему вида (136) относительно k_H и $\Sigma_{СК}$.

При одной закачке (рис. 80)

$$k_{H.0} = 1 - \frac{\Sigma_1 - \Sigma}{k_H (\Sigma_{B1} - \Sigma_B)}$$

где Σ — сечение породы с пластовой водой (Σ_B) и остаточной нефтью; Σ_1 — то же, с закачанной водой (Σ_{B1}) и остаточной нефтью.

Если Σ_B пластовой воды с необходимой точностью определить затруднительно, то для получения параметров $k_{H.0}$ и $\Sigma_{СК}$ в пласте достаточно определить Σ после закачки двух водных растворов. Для контроля качества закачки водных растворов и измерения нейтронных параметров в тресте Татнефтегеофизика используют

закачка трех растворов. Исследования считаются проведенными качественно, если три точки в координатах $\{\lambda_i, \lambda_{vi}\}$ ложатся на прямую. Обработка результатов измерений на ЭВМ обеспечивает автоматический расчет коэффициента остаточной нефтенасыщенности и декремента затухания тепловых нейтронов в скелете пласта, а также средних квадратических погрешностей их определения.

Дж. Жорден и Ф. Митчелл развили этот способ, дополнив его промывкой пласта химическим реагентом или закачкой спирта для полного оттеснения остаточной нефти от скважины в пределах глубинности исследования ИНМ (рис. 81). После этого в пласт вновь закачивается пластовая вода (или вода с соответствующим сечением Σ_B).

Разность сечений до и после вытеснения остаточной нефти дает

$$k_{H.0} = \frac{\Sigma_2 - \Sigma}{\Sigma_B - \Sigma_H}$$

где Σ_2 — сечение поглощения породы, вновь заполненной пластовой водой (Σ_B) при полном удалении остаточной нефти.

Одна дополнительная закачка воды контрастной минерализации (Σ_{B2}) позволяет определить пористость

$$k_H = \frac{\Sigma_2 - \Sigma_3}{\Sigma_{B2} - \Sigma_B}$$

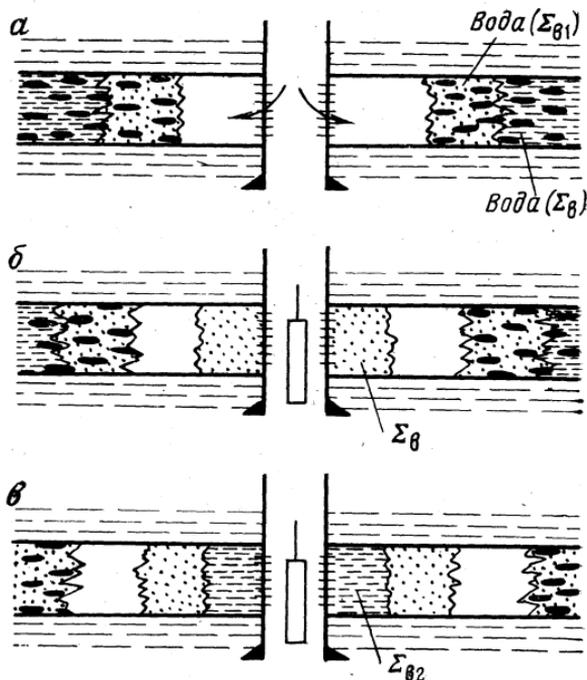


Рис. 81. Схема применения ИНМ по способу «замер—закачка—замер» (по Дж. Жордену и Ф. Митчеллу) [110].

a — после первой закачки (см. рис. 80) — закачка спирта или химического реагента для полного вытеснения нефти из прискважинной зоны; *б* — закачка воды (Σ_{B1}) и замер (Σ_3); *в* — закачка воды (Σ_{B2}) и замер (Σ_3)

где Σ_2 — сечение поглощения породы с полностью удаленной остаточной нефтью при заполнении водой контрастной минерализации (Σ_{B2}). С этой дополнительной закачкой для определения $k_{н.о}$ не требуется специального определения $k_{п}$, а также сечений породы и компонент флюида, поскольку

$$k_{н.о} = 1 - \frac{\Sigma_1 - \Sigma}{\Sigma_2 - \Sigma_3}$$

Известно около десятка различных вариантов способа «замер — закачка — замер» с ИНМ; большинство из них основано на вытеснении остаточной нефти из прискважинной зоны.

Главное преимущество ИНМ заключается в высокой точности оценки остаточной нефтенасыщенности в обсаженных скважинах. Особую ценность представляют исследования ИНМ по способу «замер — закачка — замер» в интервалах разреза с неизвестной или переменной пористостью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Освоение месторождений нефти и газа в сложных геологических условиях Сибири, Европейского Севера и Дальнего Востока, разведка минеральных ресурсов на больших глубинах,

поиск залежей неструктурного типа, повышение скоростей бурения — эти и многие другие факторы делают задачу телеметрического бескернового изучения состава и свойств горных пород в скважинах научно-технической проблемой, имеющей важное народнохозяйственное значение.

Роль нейтронных методов и ядерной геофизики в целом качественно возрастает в связи с увеличением глубин бурения скважин, на которых коллекторы нефти и газа представлены породами со сложной структурой порового пространства. В этих условиях, как и во многих других случаях, нейтронные методы являются важнейшим (а иногда и единственным) источником информации о составе и свойствах горных пород.

В нефтегазопромысловой геологии нейтронные методы успешно применяются для литологического расчленения разреза, определения коллекторских свойств горных пород и выделения продуктивных коллекторов, контроля разработки и доразведки месторождений нефти и газа, при сооружении и эксплуатации подземных хранилищ газа. Интересные перспективы открывают нейтронные исследования, проводимые при гидродинамическом, акустическом и термохимическом воздействиях на пласт.

Разнообразие ядерно-физических характеристик рудообразующих элементов (изотопов) обуславливает высокую эффективность нейтронных методов в рудной геологии при элементном анализе горных пород. Однако здесь масштабы применения нейтронных методов еще далеко не соответствуют современным возможностям нейтронометрии скважин, импульсных методов и гамма-спектрометрических модификаций с полупроводниковыми детекторами излучения.

В развитии нейтронных методов выделяются следующие важнейшие направления:

1) перевод стационарной нейтронометрии скважин на двухзондовые (многозондовые) модификации ННМнт и ННМт как обеспечивающие наибольшую точность и помехоустойчивость определения водородосодержания пород при отсутствии опорных горизонтов;

2) оптимизация метрологических параметров измерительной аппаратуры, разработка интерпретационных моделей нейтронных методов и алгоритмов решения обратных задач на основе изучения нейтронных характеристик горных пород и закономерностей поля излучения в системе прибор — скважина — пласт;

3) развитие нейтронной гамма-спектрометрии горных пород, позволяющей количественно изучать их химический (изотопный) состав;

4) дальнейшее улучшение метрологического обеспечения измерений на основе создания систем поверки, эталонирования и стандартизации аппаратуры;

5) завершение перехода от «ручного» способа интерпретации к алгоритмическому, предполагающему непрерывную запись ре-

зультатов измерений в цифровом коде на магнитной ленте, совместимой с мини-ЭВМ, с последующей автоматизированной обработкой и представлением результатов в виде, удобном для геологического анализа и оперативного принятия решений.

В реализации этих направлений приходится постоянно работать с нейтронными характеристиками минералов, горных пород и конструкционных материалов. Уже назрела необходимость подготовки атласа ядерно-физических параметров минералов и горных пород. Он должен содержать интегральные характеристики пространственных и временных распределений и тепловых нейтронов для основных типов источников (длина замедления, время замедления и дисперсия импульса замедленных нейтронов, вероятность избежать поглощения в процессе замедления, длина диффузии и время жизни тепловых нейтронов), а также естественного и вторичного гамма-излучения (удельная активность, излучающая способность, период полураспада, сечение активации, эффективный атомный номер, длина переноса гамма-квантов). Поскольку геохимические свойства элементов в конечном итоге отражают их ядерные свойства, такой атлас позволит классифицировать минералы, горные породы и различные типы полезных ископаемых по способам (методам) изучения их элементного состава.

В нефтегазопромысловой геологии одним из важнейших условий при расчетах и использовании нейтронных характеристик горных пород является учет корреляции между фильтрационно-емкостными свойствами пород и нефте-, газо-, водонасыщенностью, глинистостью, составом глинистых минералов, глубиной залегания, термодинамическими параметрами пласта, минерализацией пластовой воды, содержанием растворенного газа в воде и нефти и другими факторами.

Актуальность изучения нейтронных характеристик горных пород в ядерной геофизике обусловлена не только задачами нефтегазопромысловой и рудной геологии. В настоящее время развиваются новые аспекты применения нейтронных полей в таких научно-прикладных областях, как физика атмосферы, гидрофизика, океанология, мирное использование подземных ядерных взрывов, в задачах, связанных с возбуждением ионизации в атмосфере и земной коре под воздействием проникающих излучений естественного и искусственного происхождения. Несомненно, что опыт, накопленный при изучении горных пород нейтронными методами, окажется полезным и при исследовании других природных сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аваев В. Н.* О форме спектра замедляющихся нейтронов в поглощающих средах. — Атомная энергия, т. 18, вып. 6, 1965, с. 584—587.
2. *Авдеева А. В., Сребродольский Д. М.* Предпосылки применения ИННК для разделения пород по нефтеводонасыщенности на месторождениях Мангышлака. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. ВИЭМС, 1969, с. 33—36.
3. *Аксельрод С. М., Асмолов В. С., Пугкарадзе Л. А.* Учет флуктуаций вещественного состава пород при оценке нефтенасыщенности по времени жизни тепловых нейтронов. — НТС «Нефтегазовая геология и геофизика», № 2. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1971, с. 31—33.
4. *Аракчеев Н. Т., Бондарь В. В., Могилевич М. В.* Использование гиперболической аппроксимации зависимости показаний НГК от пористости при изучении карбонатных коллекторов. — Экспресс-информация. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 5, М., изд. ВИЭМС, 1977, с. 11—15.
5. *Бергельсон Б. Р., Суворов А. П., Торлин Б. З.* Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. М., Атомиздат, 1970.
6. *Берман Л. Б., Нейман В. С.* Исследование газовых месторождений и подземных хранилищ газа методами промысловой геофизики. М., Недра, 1972.
7. *Булатов А. В., Резванов Р. А.* Об учете влияния пластовой температуры и давления при интерпретации данных нейтронных методов. — Экспресс-информация. Сер. «Нефтегазовая геология и геофизика», № 24, М., изд. ВНИИОЭНГ, 1976, с. 4—8.
8. *Вендельштейн Б. Ю., Резванов Р. А.* Геофизические методы определения параметров нефтегазовых коллекторов. М., Недра, 1978.
9. *Владимирова В. А.* Среднее время жизни тепловых нейтронов в природных газах. — В кн.: Ядерная геофизика, вып. 3. М., Недра, 1968, с. 131—136.
10. *Владимирова В. А., Гриценко И. В., Сребродольский Д. М.* Влияние рассеянных редких и редкоземельных элементов на величину среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах. — Труды ВНИИЯГГ, вып. 17. М., изд. ОНТИ ВНИИЯГГ, 1974, с. 99—104.
11. *Влияние обводнения многопластовых газовых и газоконденсатных месторождений на их разработку/Г. В. Рассохин, И. А. Леонтьев, В. Н. Петренко и др.* М., Недра, 1973.

12. Выделение продуктивных пластов геофизическими методами в обсаженных скважинах при доразведке месторождений нефти и газа (временное методическое пособие). М., изд. ВНИИЯГГ, 1971.

13. Газеев Н. Х., Нелепченко О. М., Федоровская Н. А. Определение диффузионно-нейтронных параметров скелета (каркаса) горных пород по данным химического и спектрального анализов керна.—Труды ЗапСибНИГНИ вып. 77, 1974, с. 146—151.

14. Гамбарян Р. Г., Казаченков Ю. Н., Штань А. С. Спектрально-резонансный анализ по времени замедления нейтронов.—Атомная энергия, т. 25, 1968, с. 117—121.

15. Губерман Ш. А., Кожевников Д. А., Якубсон К. И. Применение теории подобия при изучении процессов переноса излучения. Radioisotope instruments in industry and geophysics. IAEA, vol. II, Vienna, 1966.

16. Губерман Ш. А., Кожевников Д. А., Якубсон К. И. Прямая и обратная задачи ядерной геофизики.—В кн.: Проблемы ядерной геофизики. М., Недра, 1964, с. 17—25.

17. Губерман Ш. А., Якубсон К. И. Возможности использования температуры тепловых нейтронов для исследования горных пород.—В кн.: Проблемы ядерной геофизики. М., Недра, 1964, с. 127—143.

18. Гулин Ю. А. О характере зависимости показаний нейтронного каротажа от пористости пород.—Прикладная геофизика, вып. 72. М., Недра, 1973, с. 204—214.

19. Гулин Ю. А. Гамма-гамма-метод исследования нефтяных скважин. М., Недра, 1975.

20. Дахнов В. Н. Геофизические методы определения коллекторских свойств и нефтегазонасыщения горных пород. М., Недра, 1975.

21. Дворкин И. Л., Кожевников Д. А. Условия выделения продуктивных коллекторов в обсаженных скважинах нейтронным методом на тепловых нейтронах.—Экспресс-информация. Сер. «Нефтегазовая геология и геофизика», № 11. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1977, с. 5—8.

22. Дворкин И. Л., Стариков В. Н. О радиусе зоны исследования нейтрон-нейтронного метода по тепловым нейтронам в обсаженных скважинах.—Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972, № 12, с. 101—104.

23. Дворкин И. Л., Еникеева Ф. Х., Стариков В. Н. Применение метода Монте-Карло для исследования возможностей стационарных нейтронных методов оценки характера нефтенасыщенности пород в скважинах.—В кн.: Методы Монте-Карло в физике и геофизике. Уфа, изд. Башкирского гос. ун-та, 1973, с. 276—290.

24. Денисик Ф. Ц., Трум А. Д. Оценка возможностей выделения газоносных пород по данным ИННК.—Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 8. М., изд. ВИЭМС, 1968, с. 14—21.

25. Еникеева Ф. Х., Кожевников Д. А. Влияние «излучения скважины» на характер зависимости показаний НГМ от пористости пород и хлоросодержания пластовой жидкости.—Экспресс-информация «Нефтегазовая геология и геофизика», № 4, М., изд. ВНИИОЭНГ, 1974, с. 13—18.

26. Еникеева Ф. Х., Кожевников Д. А., Стариков В. Н. Роль упругого и неупругого рассеяния нейтронов во взаимодействии с ядрами породоб-

разующих элементов в системе скважина — пласт. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, № 2, 1977, с. 100—101.

27. Еникеева Ф. Х., Журавлев Б. К. Расчетные поправочные зависимости к палеткам нейтронного гамма-каротажа (проект). Изд. Калининского отделения ВНИИГИС, 1978.

28. Захарченко В. Ф. Некоторые вопросы теории нейтронного каротажа с применением импульсного генератора нейтронов. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1961, № 6, с. 847—854.

29. Захарченко В. Ф. К методике интерпретации нейтронных измерений на вкрапленных рудах. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 8, М., изд. ВИЭМС, 1968, с. 49—53.

30. Исаков А. И. Некоторые особенности современного развития нейтронной физики в связи с созданием новых мощных импульсных источников. — Труды ФИАН, т. 94, 1977, с. 3—9.

31. Использование изменения минерализации пластовой жидкости в ближней зоне для выделения коллекторов в карбонатном разрезе/Я. С. Витвицкий, Д. А. Кожевников, В. И. Мархасин, Н. М. Свихнушин. — В кн.: Нефтегазовая геология и геофизика, № 9. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1972., с. 43—46.

32. Казарновский М. В. Нестационарный перенос медленных нейтронов в неразмножающихся системах. — В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972, с. 10—45.

33. Кайев Ю. А. Экспериментальная проверка влияния размера минеральных вкраплений на результаты нейтронных измерений. — Труды ВНИИЯГГ, вып. 17, 1974, с. 105—117.

34. К вопросу количественной оценки нефтенасыщенности по материалам ИННК/Б. М. Буров, Г. П. Матчинова, В. А. Новгородов и др. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1969, с. 79—94.

35. К вопросу об изучении газоносных пород методом ИННК/Ф. Ц. Денисик, Д. М. Сребродольский и др. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. ВИЭМС, 1969, с. 20—32.

36. Кожевников Д. А. Температурная зависимость диффузионных характеристик замедлителя. — Атомная энергия, т. 14, вып. 6, 1963, с. 525—529.

37. Кожевников Д. А. Температурные эффекты при нейтронных исследованиях глубоких и сверхглубоких скважин. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1963, № 12, с. 1837—1841.

38. Кожевников Д. А. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в однородном замедлителе. — Атомная энергия, т. 17, вып. 1, 1964, с. 34—44.

39. Кожевников Д. А. К вопросу о влиянии резонансного рассеяния на распределение нейтронов в горных породах. — Атомная энергия, т. 35, вып. 4, 1973, с. 62—63.

40. Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловая геологии. М., Недра, 1974.

41. Кожевников Д. А. Использование функций ценности в теории и интерпретации методов ядерной геофизики. — Атомная энергия, т. 32, вып. 2, 1975, с. 103—104.

42. *Кожевников Д. А.* Замедление резонансных нейтронов в веществе.— Атомная энергия, т. 40, вып. 4, 1976, с. 338—339.
43. *Кожевников Д. А., Чеканова С. С.* Замедляющая способность неупругих рассеивателей нейтронов.— Атомная энергия, т. 26, вып. 4, 1969, с. 334—337.
44. *Кожевников Д. А., Юдин В. А.* Влияние неупругого рассеяния на возраст нейтронов в горных породах— В кн.: Новые методы и аппаратура ядерной геофизики и геохимии. М., изд. ВНИИЯГГ, 1969, с. 72—86.
45. *Кожевников Д. А., Хавкин В. С.* Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 3).— Атомная энергия, т. 29, вып. 5, 1970, с. 16—40.
46. *Кожевников Д. А., Насибуллаев Ш. К.* Неканонические формы управления переноса.— Докл. АН СССР, т. 205, № 6, 1972, с. 1320—1323.
47. *Кожевников Д. А., Мархасин В. И., Марьенко Н. Н.* Влияние параметров ближней зоны на показания стационарных нейтронных методов.— В кн.: Нефтегазовая геология и геофизика, № 10. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1971, с. 30—33.
48. *Козачок И. А., Ризник Я.—М. Е.* Нейтронно-замедляющие характеристики пород-коллекторов на больших глубинах. Киев, «Наукова думка», 1977.
49. *Крапивский Е. И., Брем А. А.* О моделировании нейтрон-нейтронного каротажа на поглощающие элементы.— Труды ВНИИ геофизики, вып. 25. Л., Недра, 1975, с. 7—15.
50. *Машкович В. П., Климанов В. А.* Распределение интенсивности гамма-излучения в полом прямом цилиндрическом канале.— Атомная энергия, т. 20, вып. 2, 1966, с. 127—132.
51. *Методика* экспериментального определения нейтронных диффузионных параметров горных пород и флюидов на примере нефти и песка с водой/ А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, Ю. А. Меркульев и др.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследований). М., изд. ВНИИЯГГ., 1967, с. 51—55.
52. *Методика* определения пористости по данным нейтронного каротажа/ Э. Ю. Миколаевский, Т. И. Русинова, Э. А. Таратын и др.— «Прикладная геофизика», вып. 76. М., Недра, 1974, с. 173—180.
53. *Многогрупповая* библиотека ядерных констант для ядерно-геофизических расчетов (Версия Б-2)/ А. М. Блюменцев, Б. Е. Лухминский, Б. Ю. Мельчук, И. В. Панов. М., изд. ВНИИЯГГ, 1976.
54. *Нейтронный* активационный анализ в геологии и геофизике/ Е. Б. Бланков, Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев, К. И. Якубсон. М., Наука, 1972.
55. *Нелепченко О. М., Газеев Н. Х.* К вопросу изучения тепловых нейтронных параметров полимиктовых песчаников Западно-Сибирской низменности.— Труды ЗапСибНИГНИ, вып. 59, 1972, с. 53—78.
56. *Определение* продуктивных горизонтов геофизическими методами на старых нефтяных месторождениях и в других минеральных отложениях Азербайджана/ Л. А. Путкарадзе, К. А. Касумов, Ю. А. Нечаев и др.— Труды ВНИИЯГГ, № 14. М., Недра, 1973, с. 181—193.
57. *Орлинский Б. М.* Контроль за разработкой залежей нефти геофизическими методами. М., Недра, 1977.

58. Орлинский Б. М., Арбузов В. М. Контроль за обводнением продуктивных пластов методами промысловой геофизики. М., Недра, 1971.

59. О точности многозондового нейтронного каротажа/А. Л. Поляченко, Я. Н. Басин, Л. Г. Петросян и др. — Изв. вузов. Сер. «Геология и разведка», 1977, № 6, с. 145—154.

60. Петросян Л. Г. Геофизические исследования в скважинах, крепленных трубами, при изучении разрезов нефтегазовых месторождений. М., Недра, 1977.

61. Поляченко А. Л. Метод квазиодномерных функционалов решения обратной задачи для уравнения переноса в однородной среде. — В кн.: Тепло- и массоперенос, т. VIII. Минск, изд. ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1972, с. 377—386.

62. Поляченко А. Л., Цейтлин В. Г. Алгоритмы и расчетные палетки для определения сечения захвата нейтронов в пласте методами ИННК и ИНГК. — Разведочная геофизика, вып. 79. М., Недра, 1977.

63. Поляченко А. Л., Петросян Л. Г., Басин Я. Н. Теоретическая оптимизация аппаратуры многозондового нейтронного каротажа. — Изв. вузов. Сер. «Геология и разведка», 1977, № 1, с. 101—112.

64. Прохождение излучений через неоднородности в защите/В. Г. Золотухин, В. А. Климанов, О. И. Лейпунский и др. — Под ред. О. И. Лейпунского и В. П. Машковича. М., Атомиздат, 1968.

65. Путкарадзе Л. А. Оценка коэффициента пористости сильноглинистых коллекторов по материалам нейтронного каротажа обсаженных скважин. — В сб.: Геофизические исследования в Азербайджане. М., Недра, 1975, с. 46—50.

66. Путкарадзе Л. А. Комплексное использование материалов электрического и импульсного нейтронного каротажа для оценки изменения нефтенасыщенности коллекторов разрабатываемых залежей. Баку, изд. АзВНИИГеофизики, 1978.

67. Путкарадзе Л. А. Оценка погрешностей определения нефтенасыщенности коллекторов разрабатываемых залежей по данным электрического и импульсного нейтронного каротажа. Баку, изд. АзВНИИГеофизики, 1978.

68. Путкарадзе Л. А., Долгин М. Г., Скибин А. П. Использование комплекса ИНК—ГК для оценки содержания ртути в разрезах скважин. Баку, изд. АзВНИИГеофизики, 1978.

69. Резванов Р. А. Расчет длины переноса гамма-квантов и суммарной длины миграции нейтронов и гамма-квантов радиационного захвата в горных породах. — Труды ВНИИЯГГ, вып. 23, 1975, с. 67—73.

70. Резванов Р. А. Влияние плотности горных пород на результаты нейтронных методов исследования скважин. — Прикладная геофизика, 1978, № 91, с. 175—178.

71. Резванов Р. А., Михайлов Н. Н. Геометрический фактор в приближенной теории ядерно-геофизических методов и его использование при учете влияния ближней зоны. — Прикладная геофизика, вып. 81. М., Недра, 1976, с. 182—190.

72. Руководство по применению промыслово-геофизических методов для контроля за разработкой нефтяных месторождений. М., Недра, 1978.

73. *Скважинная ядерная геофизика*. Справочник геофизика. М., Недра, 1978.
74. *Соколов Ю. И.* Разработка основ методики и аппаратуры для непрерывного измерения декремента затухания плотности тепловых нейтронов при ИННК. Автореф. дис. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. М., изд. ВНИИЯГГ, 1972.
75. *Спектры нейтронов с энергией 0,05—10 МэВ в некоторых материалах защиты*/А. П. Веселкин, Е. В. Воскресенский, Ю. А. Егоров и др. — Атомная энергия, т. 30, вып. 4, 1971, с. 386.
76. *Сребродольский Д. М.* О корреляционной связи среднего времени жизни тепловых нейтронов со скоростью распространения упругих волн. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 8, М., изд. ВИЭМС, 1968, с. 44—49.
77. *Сребродольский Д. М.* Связь среднего времени жизни тепловых нейтронов и плотности минералов и горных пород. — Труды ВНИИЯГГ, вып. 3. М., Недра, 1968, с. 124—127.
78. *Султанов С. А.* Контроль за обводнением нефтяных пластов. М., Недра, 1974.
79. *Теоретическая и экспериментальная разработка двухзондового импульсного нейтронного метода для разделения нефтеносных и водоносных коллекторов*/Н. Н. Кривко, Б. Н. Литвинов, Р. А. Резванов, А. В. Черепанников. — Разведочная геофизика, вып. 70. М., Недра, с. 145—156.
80. *Тепловые нейтронные параметры пород*/А. В. Авдеева, В. А. Владимирова, Ф. Ц. Денисик и др. — Бюл. НТИ. Сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. ВИЭМС, 1969, с. 3—19.
81. *Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин*/Ю. С. Шимелевич, С. А. Кантор, А. С. Школьников и др. М., Недра, 1976.
82. *Филиппов Е. М.* Ядерная разведка полезных ископаемых (справочник). Киев, Наукова думка, 1978.
83. *Филиппов Е. М., Вахтин Б. С., Новоселов А. В.* Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике. М., Наука, 1972.
84. *Хавкин В. С., Кожевников Д. А.* Глубинность исследования горных пород нейтронными методами. — В кн.: Материалы IV научно-технической конференции молодых геофизиков Украины. Киев, Наукова думка, 1971, с. 387—389.
85. *Хуснуллин М. Х., Султанов С. А., Зайцев В. И.* Применение методов промысловой геофизики для определения нефтеотдачи пластов. — Нефтяное хозяйство, 1974, № 11, с. 36—39.
86. *Шапиро Д. А.* Физико-химические явления в горных породах и их использование в нефтепромысловой геофизике. М., Недра, 1977.
87. *Шимелевич Ю. С., Берзина И. Г., Флеров Г. Н.* Определение концентрации урана и его пространственного распределения в минералах и горных породах. — Атомная энергия, т. 23, вып. 6, 1967, с. 520—527.
88. *Экспериментальное изучение нейтронных полей в однородных водородсодержащих средах*/Д. А. Кожевников, Н. Н. Марьенко, В. И. Мархасин, В. С. Хавкин. — Труды МИНХиГП, вып. 111, 1974, с. 40—56.

89. *Элланский М. М.* Петрофизические связи и комплексная интерпретация данных промысловой геофизики. М., Недра, 1978.
90. *Юрова Л. Н., Степанов С. Б., Алимов Г. А.* Температурная зависимость квадрата длины диффузии и коэффициента диффузии тепловых нейтронов ряда органических соединений. — В кн.: Исследования по применению органических теплоносителей—замедлителей в энергетических реакторах. М., Атомиздат, 1964, с. 208—210.
91. *Ядерная геофизика при исследовании нефтяных месторождений/Ф. А. Алексеев, И. В. Головацкая, Ю. А. Гулин и др.* М., Недра, 1978.
92. *Ядерная петрофизика как основа применения методов ядерной физики в геологии/И. Г. Берзина, С. А. Кантор, Д. А. Кожевников и др.* — В кн.: Ядерно-геофизические методы изучения горных пород и насыщающих их флюидов. — Труды МИНХ и ГП, вып. 111, 1974, с. 3—15.
93. *Allen L. S., Mills W. R., Coldwell R. L.* The effects of fluid invasion in pulsed neutron Logging. — Geophysics, vol. XXX, No. 3, 1965.
94. *Al-Saif A. S. et al.* Analysis of Pulsed—Neutron Decay—Time Logging acidized carbonate formation. — Soc. of Petroleum Engineers. December, 1975.
95. *Clavier C., Hoyle W., Meunier D.* Quantative interpretation of thermal neutro ndecay time logs, Petroleum Technology, June, 1971.
96. *Czubek J. A.* Modern Trends in Mining Geophysics and Nuclear Well Logging Methods for Mineral Exploration. Intern. Symposium on Geophysics and Geochemistry applied to the Search for Metallic Ores «Exploration 77». Ottawa, October 16—20, 1977.
97. *Czubek J. A.* Pulsed neutron method for uranium well logging. — Geophysics, vol. 37, No. 1, 1972. p. 160—173.
98. *Czubek J. A., Lenda A.* Minimalne vozmiary modeli skal do cechowania sond uzywanyck w profilowaniu neutron-gamma. Inst, Fiz. Jadrowej, Report No. 1055/PL. Krakow, 1979.
99. *Cullen D. E.* The LLL Evaluated Nuclear Data Libiary (ENDL), UCRL-50400, vol. 15, 1976.
100. *De Vries M. R., Fertl W.* Time Lapse cased hole Reservoir evaluation.— Petroleum Engineer, vol. 49, No. 13, 1977, pp. 83—88.
101. *Garber D. J., Kinsey R. R.* Neutron Cross Sections Curves. BNL-325, Third Edition, vol. II, 1976.
102. *Kreft A.* The question of the fast neutron absorption in moisture measurements by the neutron method. — Nukleonika, vol. 18, Nr. 12, 1973, p. 615—623.
103. *Kreft A.* Calculation of the slowing down length in rocks and soils.— Nukleonika, vol. 19, Nr. 2, 1974, p. 145—156.
104. *Progress report on interpretation of the dual-spacing neutron log (CNL) in the U. S./R. B. Truman, R. P. ALger, J. G. Connell, R. L. Smith.* Log Analyst, vol. 13, No. 4, 1972
105. *Pritchard W., Ahrens T.* Some Input Functions for Anisotropic Neutron Scattering. — Nucl. Science and Engineering, vol. 22, 1965.
106. *Richardson J. E.* A Method of calculating the capture cross section of oil for use with pulsed neutron capture logs. Rep, SPWLA Twelfth Annual Logging Symposium, 1971.

107. *Segesman F, Lin O.* The excavation effects. — Rep. SPWLA Twelfth Annual Logging Symposium, 1971.

108. *The Thermal Neutron Decay Time Log/I. S. Wahl et al.* Preprint Soc. of the Petroleum Engineers of AIME. Paper No. SPE 2252, 1968.

109. *Wichmann P. A., Youmans A. H., Hopkinson E. C.* Advances in Neutron Life-time logging. — Petroleum Technology, 1967.

110. *Wyman R. E.* How should we measure residual-oil saturation?—Bull. Canadian Petroleum Geology, vol. 25, No 2, 1977, p. 234—270.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
1. Нейтронные методы исследования вещества в ядерной геофизике	
1.1. Классификация нейтронных методов	9
1.2. Области применения нейтронных методов	16
1.3. Изучение нейтронных характеристик горных пород как основа интерпретации результатов исследования скважин нейтронными методами	19
1.4. Геохимические и ядерные свойства основных породообразующих элементов	23
1.5. Источники нейтронов, используемые при решении задач геологии, геофизики и геохимии	30
2. Замедление нейтронов в горных породах	37
2.1. Упругое замедление нейтронов ✓ ✓	38
2.2. Неупругое замедление нейтронов	47
2.3. Роль упругого и неупругого рассеяния при замедлении нейтронов в системе скважина — пласт	50
2.4. Простейшие методы расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в горных породах ✓	51
2.5. Энергетический спектр нейтронов в горных породах при наличии поглощения ✓	60
2.6. Кинетика замедления нейтронов	70
2.7. Время замедления нейтронов и его дисперсия	74
2.8. Обобщение физических закономерностей замедления нейтронов в однородных средах	77
3. Возраст нейтронов в горных породах	82
3.1. Возраст нейтронов моноэнергетического источника	82
3.2. Возраст нейтронов полиэнергетического источника	85
3.3. Связь возраста и площади миграции нейтронов со спектральными характеристиками полиэнергетических источников	88
3.4. Приближенное подобие нейтронных полей, образованных источниками с различными спектрами	95
3.5. Длина и время замедления нейтронов в породообразующих минералах	98
3.6. Длина замедления нейтронов в углеводородах	102
3.7. Длина замедления нейтронов в горных породах	103
4. Диффузия тепловых нейтронов и диффузионные характеристики горных пород	112
4.1. Энергетический спектр тепловых нейтронов ✓	112
4.2. Пространственно-временное распределение тепловых нейтронов ✓	116
4.3. Стационарное пространственное распределение тепловых нейтронов ✓	118
4.4. Гамма-излучение от захвата тепловых нейтронов в горных породах ✓	121
4.5. Диффузионные характеристики вещества и методы их расчета	125
4.6. Диффузионные характеристики пластовых флюидов — нефти, воды и природного газа	132

4.7. Диффузионные характеристики минерального скелета осадочных пород	139
4.8. Диффузионные характеристики водоносных, нефтеносных и газоносных пластов	143
5. Закономерности распределения нейтронов в системе прибор — скважина — пласт	149
5.1. Декремент затухания стационарного поля излучения в системе скважина — пласт	152
5.2. Геометрический фактор цилиндрической зоны в системе скважина — пласт	155
5.3. Глубинность исследования горных пород	157
5.4. Свойства геометрических факторов отдельных зон в системе прибор — скважина — пласт	160
5.5. Интерпретационные и метрологические параметры однозондовых и двухзондовых модификаций нейтронных методов	165
5.6. Алгоритмы количественного определения пористости для однозондовых и двухзондовых приборов	169
5.7. Влияние излучения скважины на характер зависимости показаний НГМ от пористости пород и хлоросодержания пластовой воды	173
5.8. Способы проведения измерений ИНМ (ИНГМ) и алгоритмы определения диффузионных характеристик горных пород	178
6. Использование нейтронных характеристик горных пород в нефтегазопромысловой геологии	186
6.1. Задачи нефтегазопромысловой геологии, решаемые на основе измерения нейтронных характеристик горных пород	186
6.2. Физическая эквивалентность горных пород и пластовых флюидов по нейтронным свойствам	194
6.3. Изучение петрофизических характеристик прискважинной зоны пласта по показаниям стационарных и импульсных нейтронных методов	198
6.4. Определение характера насыщения пластов при доразведке месторождений	205
6.5. Определение остаточной нефтенасыщенности коллекторов	206
Заключение	209
Список литературы	212

ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ КОЖЕВНИКОВ

**НЕЙТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРНЫХ ПОРОД
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ
ГЕОЛОГИИ**

Редактор издательства *В. Н. Никитина*
Обложка художника *Л. Н. Курьерова*
Художественный редактор *В. В. Шутько*
Технический редактор *О. А. Колотвина*
Корректор *Л. В. Сметанина*

ИБ № 2958

Сдано в набор 26.10.81. Подписано в печать 07.04.81. Т-06171 Формат 60×90¹/₁₆ Бумага
типографская № 2. Гарнитура «Литературная» Печать высокая. Усл. печ. л. 14,0
Усл. кр.-отт. 14,25. Уч.-изд. л. 14,74 Тираж 2100 экз.
Заказ 1139/7317-3 Цена 70 коп.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра», 103633, Москва, К-12,
Третьяковский проезд, 1/19
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

УВАЖАЕМЫЙ ТОВАРИЩ!

**ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА» ГОТОВИТ К ПЕЧАТИ
НОВЫЕ КНИГИ**

БУРЯКОВСКИЙ Л. А., ДЖАФАРОВ И. С., ДЖЕВАНШИР Р. Д. Прогнозирование физических свойств коллекторов и покрышек нефти и газа. 15 л., 1 р. 20 к.

Даны теоретические основы разработанного авторами метода прогнозирования физических свойств осадочных горных пород, залегающих на больших глубинах. Проанализированы достоинства и недостатки его с учетом термобарических, структурно-литологических и геотектонических факторов. Сущность метода заключается в сочетании статистического способа Монте-Карло с построением детерминистских петрофизических моделей пород. На конкретных примерах показана его эффективность.

Для геологов и геофизиков, занимающихся вопросами поисков, разведки и подсчета запасов, нефтяных и газовых месторождений.

МОЛЧАНОВ А. А. Измерение геофизических и технологических параметров в процессе бурения скважин. 14 л. 70 к.

Рассмотрены глубинные измерения параметров промывочной жидкости, шлама и керна, нагрузки на крюке, расхода промывочной жидкости, скорости проходки, позволяющих в процессе бурения надежно прогнозировать и выделять продуктивные горизонты. Описаны телеизмерительные системы с гидравлическим, беспроводным и другими каналами связи для передачи информации к наземной регистрирующей аппаратуре, в частности датчики, устройства прямого и обратного преобразования сигналов, передающие и приемные устройства, источники питания, средства управления работой глубинных блоков.

Для геофизиков, геологов и специалистов, занимающихся эксплуатацией и разработкой телеизмерительных систем. Полезна специалистам в области автоматизации и оптимизации бурения.

КУТЬИНА О. Г. Построение статистических алгоритмов обработки и интерпретации сейсмических данных. 12 л., 60 к.

Обобщен опыт обработки с помощью ЭВМ данных одного из поисковых геофизических методов — сейсморазведки. В доступной форме изложены основы теории оптимальных статистических решений и возможности ее применения для решения различных практических задач (построения глубинных разрезов, прослеживания границ по профилю, определения скоростных характеристик среды). Даны рекомендации по дальнейшему совершенствованию алгоритмов интерпретации.

Для специалистов в области машинной обработки и интерпретации сейсмических данных. Представляет интерес для геофизиков производственных, научно-исследовательских организаций и учебных заведений, а также для студентов вузов. (План 1981 г., № 336).

НОВЫЕ методы инженерной геофизики/Бондаренко В. М., Викторов Г. Г., Демин Н. В. и др. 17 л. 1 р.

Рассмотрены лазерный метод оценки микросмещений, нейтронный метод изучения влажности грунтов, эманионный метод структурно-геологического картирования и мюонный метод определения плотности грунтов. Для каждого метода даны теоретические основы, аппаратура, методика работ, обработка и интерпретация результатов, области применения, перспективы развития. Возможности методов проиллюстрированы примерами применения их в различных инженерно-геологических условиях (при строительстве плотин, подземных ГЭС, проектировании трасс и др.).

Для инженерно-технических работников, занимающихся вопросами инженерной геологии и геофизики.

Интересующие Вас книги Вы можете приобрести в местных книжных магазинах, распространяющих научно-техническую литературу, или заказать через отдел «Книга — почтой» магазинов:

№ 17 — 199178, Ленинград, В. О., Средний проспект, 61;

№ 59 — 127412, Москва, Коровинское шоссе, 20.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА»

ОПЕЧАТКА

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
Выходные сведения	7 снизу	Уч.-изд. л. 14,74	Уч.-изд. л. 13,87

Заказ 1139/7317-3