

Д. А. КОЖЕВНИКОВ

НЕЙТРОННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРНЫХ ПОРОД
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ
ГЕОЛОГИИ

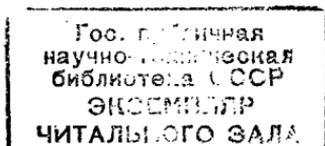
Д. А. КОЖЕВНИКОВ

НЕЙТРОННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРНЫХ ПОРОД
И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
В НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ
ГЕОЛОГИИ



МОСКВА
«НЕДРА»
1974

В4
 33802



74-24817

Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии. М., «Недра», 1974, 184 с.

В книге впервые систематизирован и обобщен обширный экспериментальный и теоретический материал, касающийся влияния на величины нейтронных характеристик различных эффектов взаимодействия нейтронов с ядрами породообразующих элементов, изменения химико-минералогического состава пород, высоких давлений и температур. Освещены методы расчета и измерения нейтронных характеристик горных пород, а также закономерности распределения нейтронов различных энергий и захватного гамма-излучения в горных породах. Приведено детальное описание нейтронных характеристик пород-коллекторов нефти и газа и пластовых флюидов. Показано важное значение изучения нейтронных характеристик горных пород для разработки и усовершенствования методов исследования скважин, оптимизации измерений, создания алгоритмов интерпретации результатов скважинных исследований.

Книга рассчитана на широкий круг научных и инженерно-технических работников в области геофизики, геологии, геохимии и нейтронных методов анализа вещества. Она будет полезна также студентам вузов соответствующих специальностей.

Табл. 17, ил. 59, список лит. — 168 назв.

К $\frac{20804-280}{043(01)-1974}$ 154-1974

ПРЕДИСЛОВИЕ

Нейтронные методы ядерной геофизики с каждым годом все шире применяются на месторождениях нефти, газа и твердых полезных ископаемых для определения коллекторских свойств горных пород, контроля разработки месторождений, элементного анализа горных пород и решения других важных задач. Нефтяная промышленность явилась первой из крупных отраслей, с успехом применивших нейтронные методы исследования.

Развитие ядерной геофизики в СССР в значительной степени обусловлено 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, В. В. Федынского и многих других крупных специалистов — физиков, геофизиков и геологов.

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

Огромную роль нейтронные методы играют при контроле разработки нефтяных и газовых месторождений. Применение нейтронных методов исследования скважин позволяет повысить достоверность геофизических заключений и, как следствие, сократить сроки и затраты на разведку, применять более прогрессивные и экономичные системы разработки месторождений, повысить коэффициент извлечения запасов. Использование нейтронных методов дает возможность значительно уменьшить ошибки при подсчете запасов и повысить удельную эффективность затрат на разведку на 25—30% [100, 101]. Достигаемая при этом экономия по отдельным месторождениям исчисляется миллионами рублей. Повышение нефтеотдачи пластов лишь на 10% в целом по Советском Союзу позволило бы получить экономию капитальных вложений в не-

сколько миллиардов рублей. Отсюда ясна высокая перспективность научных, опытно-методических и производственных работ по совершенствованию существующих и созданию новых нейтронных методов исследования горных пород.

Современный арсенал методов нейтрометрии скважин достаточно велик, однако используется он далеко не полностью. 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 удается сделать лишь в исключительных случаях. Поскольку нейтронные характеристики определяют закономерности распределения нейтронов в горных породах и зависимости показаний нейтронных методов от состава и свойств пород, разработка методов расчета этих характеристик 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 импульсный нейтрон-нейтронный метод (ИННМ) (1956 г.) впервые позволил непосредственно измерять такие характеристики горных пород, как время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейтронов. Это заставило пересмотреть отношение к нейтронным характеристикам горных пород, которые, таким образом, стали основой решения задач нефтегазопромысловый и рудной геологии на количественном уровне. С созданием высокоэффективных гелиевых детекторов нейтронов и мощных источников нейтронов появилась возможность определения эффективной длины замедления нейтронов в горных породах при помощи стационарного нейтрон-нейтронного метода.

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

1) изучение 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, 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 количественному содержанию того или иного элемента.

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

В настоящее время развитие нейтронных методов ядерной геофизики и дальнейшее совершенствование их применения и количественной интерпретации результатов измерений уже невозможны без систематического использования нейтронных характеристик горных пород. В последние годы опубликован ряд монографий [14, 21, 105, 110, 119, 131], учебных пособий [7, 93] и методических инструкций [11, 27, 28, 92, 118], посвященных вопросам практического применения нейтронных методов ядерной геофизики для решения конкретных задач нефтегазопромысловой и рудной геологии. Однако вопросы, связанные с изучением нейтронных характеристик горных пород, методами их расчета и измерения, освещены сравнительно слабо; многие важные сведения и результаты разбросаны по большому числу разрозненных публикаций в различных изданиях (часто труднодоступных).

В книге приведен обширный экспериментальный и теоретический материал, касающийся влияния на величину нейтронных характеристик различных эффектов взаимодействия нейтронов с ядрами породообразующих элементов, изменений химико-минералогического состава пород, высоких давлений и температур, освещены методы расчета и измерения нейтронных характеристик горных пород, а также закономерности распределения нейтронов различных энергий и захватного гамма-излучения в горных породах, детально описаны нейтронные характеристики пород-коллекторов нефти и газа и пластовых флюидов, показано важное значение изучения нейтронных характеристик горных пород для разработки и совершенствования методов исследования скважин, оптимизации измерений, создания алгоритмов интерпретации результатов скважинных исследований.

В книге широко освещены работы как советских, так и зарубежных ученых, использованы материалы международных съездов и конференций по ядерной геофизике, приведены оригинальные результаты автора.

Емкость темы, отсутствие традиций изложения рассматриваемых вопросов, часть из которых еще недостаточно изучена, обусловили значительные трудности в работе над книгой. Объем книги не позволил осветить такие важные вопросы, как самоэкранировка при неупругом рассеянии, связь нейтронных характеристик горных пород с другими петрофизическими характеристиками, свойственными неядерным методам, влияние структуры и распределения аномальных поглотителей на величину времени жизни

тепловых нейтронов и др. По этой же причине далеко не полон список литературы.

По просьбе автора ряд материалов для книги предоставлен И. А. Козачком, Р. А. Резвановым и Ф. Х. Еникеевой. Автор им глубоко признателен.

Автор благодарен Е. Б. Бланкову, В. А. Владимировой, Ю. А. Гулину, С. А. Кантору, Н. Н. Марьенко, В. В. Миллеру, В. С. Нейману, А. Л. Поляченко, Н. М. Свихнушину, В. С. Хавкину, Д. А. Шапиро, Ю. С. Шимелевичу, В. А. Юдину, К. И. Якубсону за обсуждение отдельных вопросов.

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

Автор заранее благодарен читателям, которые выскажут свои замечания по поводу недостатков предлагаемой книги.

ГЛАВА I

НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА В ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

«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. 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 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. 1). 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 нейтронов, 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 $\frac{3}{2}kT_n$, где T_n — «температура» нейтронного газа в абсолютных единицах; k — постоянная Больцмана.

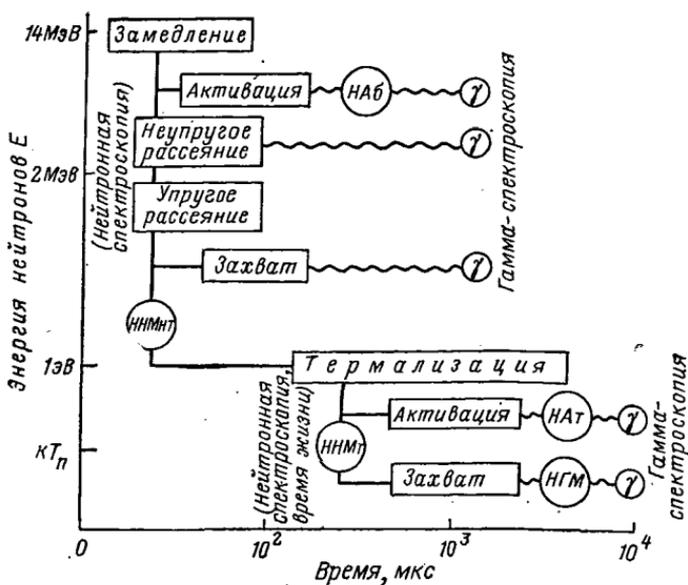


Рис. 1. Схематическое распределение нейтронных методов ядерной геофизики по физическим процессам

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. Поэтому импульсные нейтронные гамма-методы особенно удобны для изучения горных пород, поскольку выбором соответствующей временной задержки можно обеспечить регистрацию преимущественно процесса замедления нейтронов либо диффузии и поглощения или распада активированных ядер.

Таким образом, использование источников нейтронов, работающих в импульсном режиме, позволяет резко увеличить объем информации о составе исследуемой среды по сравнению со стационарными источниками.

По характеру взаимодействия с нейтронами порообразующие элементы можно условно разделить (по массовому числу A) на три группы: 1) легкие ($1 < A < 25$); 2) среднего веса ($25 < A < 80$); 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 явлениям 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) ужестчение спектра тепловых нейтронов, обусловленное присутствием в горной породе элементов-поглотителей; 8) деление тяжелых ядер тепловыми нейтронами.

Каждому из перечисленных процессов взаимодействия нейтронов в горных породах соответствует один (или более) нейтронный метод ядерной геофизики, поэтому классификация нейтронных методов (см. рис. 1) основывается на их физической природе.

Специфические условия промыслово-геофизических исследований (наличие скважины и ее заполнения, обсадки 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 газонефтепромысловой ядерной геофизики.

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) метод нейтронных температур; 13) нейтронные методы, использующие реакцию деления. На рис. 2 отмечены элементы периодической системы Менделеева, определяемые в скважинных условиях различными методами ядерной геофизики [130, 151].

Нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам (ННМнт) состоит в измерении плотности потока нейтронов, замедленных в системе скважин — 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—

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
1									2 He
2						8 O	9 F		10 Ne
3									18 Ar
4			21 Sc		23 V				
5			31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br		36 Kr
6		38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh
			49 In			52 Te	53 J		54 Xe
	55 Cs			72 Hf	73 Ta		75 Re	76 Os	77 Ir
			81 Tl			84 Po	85 At		
7	87 Fr		89 Ac		91 Pa				

Рис. 2. Элементы, определяемые в горных породах 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 — фото-нейтронный метод; 10 — нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам.

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-излучения, возникающего 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 τ и коэффициент диффузии D 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 ННМт 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.

Нейтронный гамма-гамма метод (НГГМ) представляет собой модификацию НГМ, в которой регистрируется мягкое (многократно рассеянное) гамма-излучение радиационного захвата (метод предложен и опробован В. П. Иванкиным). Этот метод является аналогом обычного гамма-гамма метода (ГГМ), с тем лишь отличием, что источниками первичного гамма-излучения являются ядра порообразующих элементов, которые поглощают тепловые нейтроны. Регистрация излучения в энергетическом интервале 0,2—0,3 МэВ обеспечивает зависимость показаний только от плотности горных пород (при постоянном минералогическом составе — от пористости). Регистрация захватного гамма-излучения в энергетическом интервале 0,05—0,15 МэВ позволяет оценивать концентрации в породе тяжелых элементов — Fe, Mn, Ba, W, Hg, Sb, Pb; в последнем случае НГГМ превращается в аналог селективного ГГМ.

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 τ и коэффициента диффузии D 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, определяемого коэффициентом диффузии тепловых нейтронов D , который 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 ИННМ, отличаясь тем, что он регистрирует нестационарное поле гамма-излучения, возникающего при поглощении тепловых нейтронов. Радиус зоны исследования ИНГМ больше, чем ИННМ. 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 нефтепромысловой и рудной геофизике и подробно описаны в монографии [105].

Методы спектроскопии гамма-излучения неупругого рассеяния (ГИНР), спектрально-резонансного анализа и нейтронных температур опробованы, но широкого распространения в нефтегазопромысловой геофизике еще не получили.

ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

Нейтронные методы первоначально применялись исключительно для решения задач нефтепромысловой 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 естественно залегания пород — в скважинах, карьерах, обнажениях и т. д.

В газонефтепромысловой геологии и при разработке месторождений нейтронными методами решаются следующие основные задачи: 1) расчленение разреза по литологии и газо-водо-нефтенасыщенности; 2) корреляция разрезов скважин; 3) количественное определение коллекторских свойств горных пород; 4) контроль продвижения пластовых вод; 5) определение поглощающих и неработающих пластов; 6) контроль гидроразрыва пласта; 7) контроль технического состояния скважин и т. д.

Измерения проводятся в неработающих нефтяных скважинах и в процессе работы скважин (через насосно-компрессорные трубки).

Наибольший объем составляют нейтронные исследования в скважинах с целью уточнения литологической характеристики пластов и выделения коллекторов нефти и газа. Получаемые результаты используются в совокупности с другими промыслово-геофизическими данными для выделения нефтеносных пластов, особенно в карбонатных отложениях, где без применения нейтронных методов эту задачу решить невозможно.

При разработке нефтяных месторождений нейтронные методы широко применяются для расчленения пород по нефтенасыщенности и определения положения водо-нефтяного контакта (ВНК). Эти исследования являются важным звеном в общем комплексе контроля и регулирования разработки месторождений [110]. Расчленение пород по водо-нефтенасыщенности и определение 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.

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 определяется пористостью. Количественное определение пористости необходимо для решения многих задач, начиная с поисков и разведки нефтяных и газовых месторождений и кончая контролем их работки.

Большое практическое применение получили нейтронные методы при изучении газовых месторождений. Они позволяют одно-

значно 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 [88]. Например, насыщение известняков водой приводит к уменьшению их прочности на сжатие на 20—30%. Встречаются породы, прочность которых при насыщении водой уменьшается в два раза. В еще большей степени насыщение пород водой влияет на уменьшение прочности на разрыв (в некоторых случаях более чем в два раза).

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. Применение 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 с использованием генераторов нейтронов (как в стационарном, так и в импульсном режимах), позволяющий получить информацию о макросодержаниях (более 0,01%) 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} — $10^{-9}\%$).

Нейтронный осколко-радиографический метод изучения шлифов можно назвать «нейтронной петрографией» [109, 139]. Этот метод позволяет изучать с высокой чувствительностью пространственное распределение, локальные концентрации и формы нахождения таких элементов, как U, Th, V, 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 μ , поэтому им могут быть исследованы образцы минералов размером несколько десятков микрон.

**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 оценить 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.

Прямые задачи заключаются в следующем: 1) разработка физических основ нейтронных методов ядерной геофизики — изучение этих методов в рамках простейших математических моделей переноса излучения в простейших геометрических условиях, отражающих основные особенности методов и реальных условий измере-

ний; 2) расчет палёточного материала для реальных условий измерений; 3) изучение влияния на результаты измерений строения и свойств прискважинной части пласта (так называемой ближней зоны); 4) оптимизация 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 нейтронметрии скважин.

Решение обратных задач нейтронметрии 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-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.

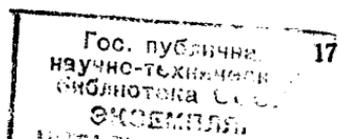
При фиксированном режиме измерений (размер зонда Z , время задержки, энергия регистрируемого излучения, спектр источника и т. д.) показания детектора I можно представить следующим образом:

$$I \equiv I(x, \xi; s),$$

где x — концентрация искомого элемента, определенная нейтронная характеристика породы или комплекс таких характеристик (время жизни тепловых нейтронов, коэффициент диффузии, длина замедления и т. д.) ξ характеризует режим измерений — $\xi (Z, t, E, \dots)$; s — многомерный «шумовой» вектор $s = \{s_1, s_2, \dots, s_n\}$.

Компоненты шумового вектора s_i представляют собой параметры рассматриваемой задачи, которые также влияют на показания прибора I . Этими параметрами являются диаметр скважины, глубина проникновения фильтра бурового раствора, минерализация последнего, мощность пласта, структура порового пространства (определяющая фильтрационные свойства пласта по отношению к флюидам различного типа) и т. д. Некоторые из этих параметров в свою очередь могут быть корреляционно связанными с искомым параметром x .

74-24817



Уточнение результатов интерпретации достигается путем сопоставления показаний против исследуемого пласта, снятых 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 лишь 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 замедления надтепловых 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 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 ξ_i (минимизирующих размерность шумового вектора s) сконструировать из измеренных величин $I(x, \xi_i, s)$ такие квазиодномерные функционалы $F(x, s)$, значения которых определяются главным образом искомым параметром x^1 :

$$F(x; s) = \bar{L} \{I(x, \xi_i, s)\} = \varphi(x) + \Delta(x, s),$$

причем $\Delta/\varphi \ll 1$. Операторный символ \bar{L} здесь означает применение к показаниям прибора $I(x, \xi_i, s)$ определенной последовательности математических (логических) операций. Структура оператора \bar{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 [115], сформировался в процессе разработки методов интерпретации данных ИНМ, однако он полностью применим и к интерпретации стационарных методов.

Подчеркнем важнейшую роль анализа прямых задач, в частности нейтронных характеристик горных пород, для решения обрат-

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.

ных задач, поскольку из этого анализа вытекают: 1) вид квазидномерных функционалов $F(x, s)$; 2) вид зависимостей $\varphi(x)$; 3) способы получения номограмм (палеток) для поправок $\Delta(x, s)$.

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 содержании 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. Эти сведения необходимы для расчетов нейтронных характеристик горных пород.

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 распределения нейтронов в горных породах концентрации породообразующих элементов задаются плотностью их ядер (число ядер в 1 см^3). Таблица 1, в которой приведены средние плотности ядер различных элементов в осадочных горных породах, вычислена на основании данных, приведенных в работах [22, 23, 102, 125, 134].

В осадочных горных породах, поровое пространство которых заполнено пластовой водой, плотность ядер кислорода очень слабо

Т а б л и ц а 1
Средние концентрации элементов $N \cdot 10^{-22}$ ядер/см³
в осадочных породах

Элемент*	В среднем по осадочным породам	Карбонаты	Глины и песчаники
H	—	0,0602	1,0000
C	0,1330	1,6200	0,0117
O	5,2700	4,9600	4,9300
Na	0,0458	0,0043	0,0607
Mg	0,0882	0,3700	0,0818
Al	0,6170	0,0128	0,6800
Si	1,3600	0,0580	1,4900
P	0,0040	0,0026	—
S	0,0150	0,0031	0,0015
Cl	0,0007	0,0005	—
K	0,0935	0,0045	0,0594
Ca	0,1010	1,3600	0,0690
Ti	0,0149	0,0017	0,0143
Mn	0,0019	0,0003	0,0014
Fe	0,0950	0,0062	0,1130

* Естественная смесь изотопов.

зависит от литологического состава. На рис. 3 приведены плотности ядер основных породообразующих элементов в кварцевом песчанике и известняке в зависимости от объемной водонасыщенности m (слева пунктиром отделена область, представляющая практический интерес).

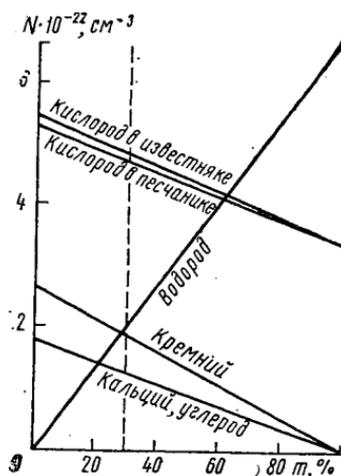


Рис. 3. Зависимость плотности ядер N породообразующих элементов в кварцевом песчанике и известняке от объемной водонасыщенности (пористости) m

Если поровое пространство пород насыщено не водой, а нефтью, то плотность ядер кислорода по-прежнему почти не зависит от литологического состава, но от пористости зависит столь же сильно, как и плотность протонов.

Кислород обладает высоким порогом активации, малым периодом полураспада изотопа, 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 O^{18} в осадочных по-

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

Водород по изотопному составу в пресных водах отличается постоянством. Вода океанов имеет повышенное (5—10%) содержание тяжелого изотопа водорода — дейтерия. Наибольшей концентрацией дейтерия характеризуются биогенные соединения водорода. В отличие от легкого изотопа водорода — протия, на котором реакция (γ, n) не идет, дейтерий обладает довольно большим сечением этой реакции.

Что касается содержания водорода в минералах и горных породах, то обычно он 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 состоянии (например, в глинистых минералах) не в виде молекул воды, а в виде ионов H^+ или OH^- , занимая строго определенное положение и имея определенную координацию в кристаллической решетке (102). Водородосодержание глин зависит от их химического состава и пластового давления.

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. Карбонатные минералы различного происхождения имеют почти постоянный изотопный состав кальция: Ca^{40} —96,97%, Ca^{42} —0,64%, Ca^{43} —0,145%, Ca^{44} —2,06%, Ca^{46} —0,0033%, Ca^{48} —0,185% (последний изотоп радиоактивен, но обладает огромным периодом полураспада — $2 \cdot 10^6$ лет). Кальций может служить характерным примером изотопной аномалии по нейтронным свойствам: поглощение тепловых нейтронов в большей степени происходит при рассеянии на малораспространенном изотопе Ca^{42} , сечение радиационного захвата на котором ($\sigma_{n\gamma} = 42$ барна) более чем на два порядка превышает сечение поглощения для основного изотопа Ca^{40} ($\sigma_{n\gamma} = 0,22$ барна).

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

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

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

Таблица 2
Аномальные поглотители тепловых нейтронов в осадочных породах

Элемент	Сечение поглощения σ_a , барн	Кларковое содержание, г/т	Среднее	Содержание в породах, г/т		
				песчаных	глинистых	карбонатных
Gd	46000	—	4,5	0,7	5,0	—
Sm	5500	7	5,25	3,7	5,0	1,4
Eu	4600	1,2	1,1	0,7	1,0	—
Cd	2550	0,1	0,3	0,0	0,37	0,03
Dy	1100	4,5	3,4	2,6	4,0	0,8
B	769	10,0	109,0	4,0	150,0	12,0
Hg	380	0,08	0,023	0,03	0,015	0,019
In	194	0,1	0,05	0,3	3,0	0,0
Er	166	—	2,5	—	2,5	—
Tm	127	0,8	0,4	—	0,2	—
Lu	108	—	0,4	—	0,2	—
Hf	105	3,2	6,0	—	4—13	—
Au	98	0,005	0,001	—	—	—
Re	84	7·10 ⁻⁴	—	—	—	—
Li	71	35	60	7—17	60	26
Ho	64	—	0,95	—	1,0	—
Ag	62	0,2	0,1	—	0,9	—
Nd	46	—	25,0	—	18,0	—
Tb	44	—	0,9	—	0,9	—
Co	37	50	—	1,4	23,0	20,0
Yb	36	—	2,1	—	2,2	—

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 (в кальцитах карбонатных отложений Сибири содержание гадолиния, например, достигает 30 г/т).

Данные о распределении в осадочных породах редких и редкоземельных элементов заимствованы из работ [25, 30, 91, 108]. Несмотря на незначительное содержание гадолиния и самария в осадочных породах, указанные в 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 породах, с концентрацией бора в водной среде (соленые воды), откуда он сорбируется пелитовыми фракциями осадка и входит в решетку глинистых минералов, а также с накоплением в осадке органических веществ. В глинах главными боросодержащими минералами являются слюды, которые содержат в 2—20 раз больше бора, чем нормальные морские глины. Основные носители бора в глинах — сорбирующие его гидрослюды, монтмориллонитовые минералы и отчасти каолинит. Наилучший сорбент бора — иллит (минерал калия). Борные минералы образуются главным образом путем кристаллизации из бороносных подземных вод. Источник бора подземных вод — хемогенные породы с рассеянными в них первичными боратами.

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 осадности), в иллите (глинистые породы), а также в кальций-магниевых боратах (соленосные породы).

Содержание бора в нефтях месторождений СССР изменяется от 0,7 · 10⁻³% до 10,4%. Нефти Азербайджана отличаются от нефтей Урало-Поволжья более высоким содержанием бора, причем отмечен параллелизм в концентрации бора и нафтеновых кислот в водах азербайджанских нефтяных месторождений. Бор нефти сконцентрирован в основном в смолах, в асфальтенах присутствует в незначительных количествах, а в маслах отмечены лишь следы его.

Наиболее высокие содержания лития в хлоридных водах, в группах, имеющих хлоридно-натриево-кальциевый (магниевый) и хлоридно-кальциевый состав. В галогенных отложениях концентрация лития объясняется наличием в минералах жидких микровключений, а также высоким содержанием в поровых и межкристалльных растворах (около 10⁻²%).

Кадмий является рассеянным элементом. Наиболее богаты им осадки и продукты выветривания в зоне выветривания сульфид-

ных 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 г/т), малые — в карбонатных (сотые доли г/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 , Na_2SO_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: Na_2CO_3 , NaHCO_3 , K_2CO_3 , CaCO_3 , $\text{Ca}(\text{HCO}_3)_2$, MgCO_3 , $\text{Mg}(\text{HCO}_3)_2$, которые характерны преимущественно для поверхностных вод.

В пластовых водах большей части нефтяных и газовых залежей преобладают соли соляной кислоты, главным образом NaCl , содержание которой иногда достигает почти полного насыщения. В водах нефтяных месторождений в виде щелочных солей или в свободном состоянии присутствуют бром и иод.

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. Поэтому 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 актив-

ности 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, однако при некоторых специальных исследованиях на базе изотопных источников создавались управляемые источники. Для получения потока нейтронов, модулированного по гармоническому закону, был сконструирован оригинальный Sb—Ве-источник, в котором между сурьмяной проволокой и секторами полого бериллиевого цилиндра вращались цилиндрические сектора из поглощающего материала [159]. Выход этого источника достигал $5 \cdot 10^5$ нейтр./с при глубине модуляции 70%.

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 газонефтепромышленной 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 (В, Ве, 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 ($Be^9 + \alpha \rightarrow C^{13} \rightarrow Be^8 + \alpha + n \rightarrow 3\alpha + n$), 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 [45].

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) и интегрирование распространено на весь спектр энергий источника. 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.

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

Функция $g(E_0)$ представляет собой нормированную весовую функцию спектра полиэнергетического источника. Удобство введения этой функции заключается в том, что она позволяет вычислять распределение нейтронов для источника любой мощности, которая может изменяться для источников с одним и тем же спектром в очень широких пределах. Например, мощность источника Ra—Be в сильной степени зависит от способа его изготовления (дисперсности смеси, чистоты вещества и других факторов). Колебания мощности источника в зависимости от технологии его изготовления при одних и тех же количествах радия и бериллия могут достигать десятков процентов.

Весовая функция $g(E_0)$ является основной характеристикой энергетического спектра источника. При помощи этой функции вычисляются такие важные количественные характеристики спектров, как средняя энергия $\langle E_0 \rangle$ —

$$\langle E_0 \rangle = \int_0^{\infty} g(E_0) E_0 dE_0 \quad (2)$$

и дисперсия спектра $D[E_0]$ —

$$D[E_0] = \int_0^{\infty} g(E_0) (E_0 - \langle E_0 \rangle)^2 dE_0. \quad (3)$$

Спектральные весовые функции полимергетических источников в

F ₀ , МэВ	Po-Be		Ac-Be		Pu-Be		Ra-Be		Po-B		U ₂₃₅	
	g · 10 ²	F · 10 ²	g · 10 ²	F · 10 ²	g · 10 ²	F · 10 ²	g · 10 ²	F · 10 ²	g · 10 ²	F · 10 ²	g · 10 ²	F · 10 ²
0,00	0,00	100,00	0,000	100,00	0,00	100,00	0,00	100,00	0,00	100,00	0,00	100,00
0,25	3,49	96,51	3,632	96,37	11,10	88,90	9,61	90,39	0,00	100,00	11,63	88,37
0,75	4,35	92,16	3,632	92,74	6,94	81,96	15,17	75,22	0,59	99,41	17,87	70,50
1,25	4,48	87,68	3,731	89,00	4,45	77,51	8,86	66,36	4,37	95,05	16,35	54,14
1,75	5,06	82,62	4,490	84,52	4,01	73,50	4,96	61,40	9,91	85,14	13,63	40,51
2,25	6,56	76,06	4,986	79,53	5,42	68,08	3,78	57,62	16,10	69,04	10,73	29,78
3,25	7,98	68,08	6,307	73,22	5,64	62,44	4,15	53,47	20,70	48,34	8,29	21,49
3,75	8,82	59,26	7,033	66,19	6,70	55,74	5,55	47,92	17,90	30,44	6,13	15,36
4,25	6,98	52,28	6,967	59,22	7,23	48,51	7,31	40,61	11,98	18,46	4,43	10,93
4,75	7,06	45,22	7,463	51,76	7,23	41,28	7,47	33,14	8,28	10,23	3,21	7,72
5,25	7,87	37,35	8,255	43,50	6,57	34,71	5,82	27,32	5,93	4,30	2,34	5,37
5,75	6,93	30,42	8,915	34,59	5,52	29,19	4,38	22,94	3,61	0,69	1,65	3,72
6,25	5,73	24,69	7,892	26,70	4,40	24,79	3,09	19,85	0,69	0,00	1,21	2,50
6,75	4,97	19,72	6,109	20,59	4,01	20,78	2,50	17,35	0,00	0,00	0,80	1,70
7,25	4,13	15,59	4,161	16,43	4,28	16,50	2,45	14,90	—	—	0,55	0,16
7,75	3,52	12,07	3,120	13,31	4,28	12,24	2,39	12,51	—	—	0,39	0,77
8,25	4,52	7,55	2,675	10,63	3,76	8,46	2,29	10,22	—	—	0,23	0,54
8,75	2,64	4,91	2,443	8,19	2,84	5,62	2,13	8,09	—	—	0,17	0,36
9,25	1,64	3,27	1,519	6,67	1,86	3,76	1,91	6,18	—	—	0,109	0,251
9,75	0,73	2,54	0,990	5,68	1,52	2,24	1,70	4,48	—	—	0,086	0,165
10,25	1,10	1,44	1,981	3,70	1,51	0,73	1,49	2,99	—	—	0,051	0,114
10,75	0,97	0,47	1,651	2,05	0,73	0,00	1,21	1,78	—	—	0,046	0,068
11,25	0,47	0,00	0,991	1,06	0,00	0,00	0,94	0,84	—	—	0,035	0,032
11,75	0,00	0,00	0,858	0,20	—	—	0,62	0,22	—	—	0,023	0,009
	—	—	0,198	0,00	—	—	0,22	0,00	—	—	0,009	0,000

Вероятность $P\{E'_0 > E_0\}$ того, что в спектре данного полиэнергетического источника нейтроны имеют энергию E'_0 выше некоторой E_0 ,

$$P\{E'_0 > E_0\} = \int_{E_0}^{\infty} g(E'_0) dE'_0 \equiv F(E_0) \quad (4)$$

(относительная доля участков спектра с энергией выше данной).

Вероятность $P\{E''_0 > E'_0 > E_0\}$ 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

$$\Phi^*(x) = Q \sum_{k=1}^n \Phi(x; E_{0k}) \int_{(E_0)_{k-1}}^{(E_0)_k} g(E_0) dE_0 = Q \sum_{k=1}^n g_k \Phi(x; E_{0k}), \quad (5)$$

где $g_k = \int_{E_{0k-1}}^{E_{0k}} g(E_0) dE_0$.

Нормированные спектральные весовые функции $g(E_0)$ основных альфа-нейтронных источников (Po—Be, Ac—Be, Pu—Be, Ra—Be, Po—В) и спектра деления U^{235} , вычисленные по наиболее надеж-

Таблица 4

Характеристики спектров
полиэнергетических
нейтронных источников

Источник	$\langle E_0 \rangle$, МэВ	$D[E_0]$, МэВ ²
Po—Be	4,35	5,70
Po—В	3,07	1,00
Ra—Be	3,63	8,17
Pu—Be	4,07	6,92
Ac—Be	4,64	6,47
U^{235}	2,03	2,50

ным экспериментальным и теоретическим данным, приведены в табл. 3. В левой колонке 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.

При некоторых условиях распределение замедленных нейтронов в веществе оказывается особенно чувствитель-

ным к форме спектра полиэнергетического источника. В дальнейшем будет показано, что это обстоятельство позволяет не только контролировать правильность результатов расчета или измерения спектра источника, но и определять некоторые количественные характеристики неизвестных спектров быстрых нейтронов.

ГЛАВА II

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 изотопного 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 элементном 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 взаимодействия.

Большие трудности возникают, 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 меняющимся (по энергии) сечением и резонансного рассеяния с отдельными максимумами (пика-

ми) 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 Φ_0 функции распределения:

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

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.

УПРУГОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Мерой взаимодействия нейтронов с веществом является полное 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 -того элемента в 1 см^3 , а суммирование распространено на все элементы, входящие в состав вещества.

Зависимость длины свободного пробега нейтронов от летаргии в различных средах в общих чертах одинакова: с увеличением летаргии длина свободного пробега уменьшается и, достигая определенного для каждого вещества значения, перестает зависеть от ле-

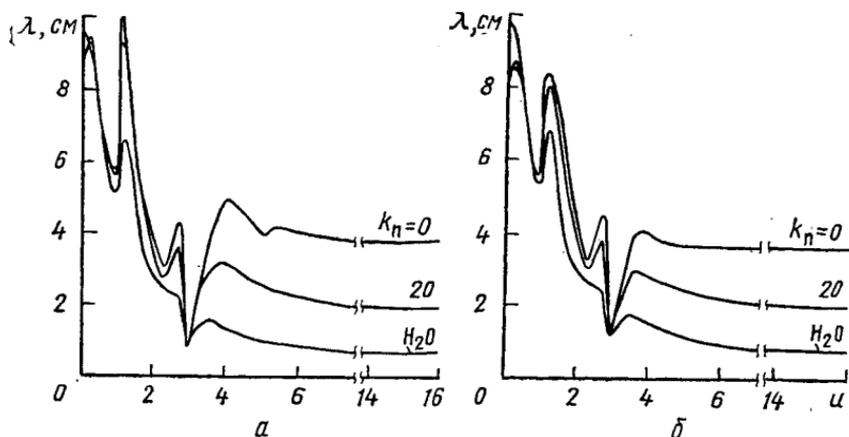


Рис. 4. Зависимость длины свободного пробега λ нейтронов от летаргии u в песчанике (а), известняке (б) различного водородосодержания и воде (начальная энергия нейтронов $E_0=11 \text{ МэВ}$)
Шифр кривых — коэффициент пористости k_n в %

таргии. В качестве иллюстрации на рис. 4 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 рассеяния. По этой причине зависимость $\lambda(u)$ (как, впрочем, и других характеристик элементарного взаимодействия нейтронов с веществом) не удается выразить в аналитической форме. Единственное исключение из этого общего правила составляет класс сред с высоким водородосодержанием, для которых эффект резонансного рассеяния на кислороде играет подчиненную роль.

В этом случае зависимость длины свободного пробега от летаргии 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 $E_0(u=0)$; $\lambda_{\text{ас}}$ — асимптотическая длина свободного пробега (при больших летаргиях); 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 летаргии 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.

Полной характеристикой однократного рассеяния нейтрона (упругого или неупругого) с заданной энергией E на заданном ядре является индикатриса рассеяния. Индикатрисой рассеяния $W_\mu(E', \omega | E, \omega)$ называется плотность вероятности того, что в результате рассеяния на ядре нейтрона изменится от величины 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 обстоятельство позволяет ввести новую переменную u , характеризующую энергию нейтрона, 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 — соответственно 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 обозримый интервал изменения переменной u ($0 \leq u \leq 16$). Индикатриса упругого рассеяния имеет следующий вид:

$$W_\mu(u', \omega' | u, \omega) = W_{0\mu}(u' | u) \delta[\omega' \omega - \cos \gamma_\mu(u' | u)], \quad (6)$$

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

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

$$\cos \gamma_\mu(u' | u) = \frac{A+1}{2} e^{-\frac{u-u'}{2}} - \frac{A-1}{2} e^{\frac{u-u'}{2}}, \quad (7)$$

где A — массовое число ядра-мишени;

$$W_{0\mu}(u' | u) = \frac{\alpha_\mu}{2\pi} e^{-(u-u')}, \quad 0 \leq u - u' \leq q_\mu, \quad (8)$$

q_μ — максимальное увеличение летаргии в одном соударении:

$$q_\mu = 2 \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right),$$

$$\alpha_\mu = (1 - e^{-q_\mu})^{-1} = \frac{(A+1)^2}{4A}.$$

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

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

$$+ h(u') \sum_{\mu} \tilde{h}_\mu(u') \tilde{W}_\mu(u', \omega' | u, \omega). \quad (9)$$

Здесь и далее знаком \sim отмечены величины, характеризующие неупругое 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 рассеяния приобретают зависимость от азимутального угла даже при рассеянии на неполяризованных ядрах.

В результате 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, влияют на альбедные свойства сред.

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.

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.

Средний косинус угла рассеяния

$$\begin{aligned} \overline{\cos \vartheta_\mu} &= \int_0^{q_\mu} d(u-u') \int_\Omega \omega' W_\mu(u', \omega' | u, \omega) d\omega' = \\ &= \int_0^{q_\mu} W_{1\mu}(u | u') d(u-u') = \\ &= \int_0^{q_\mu} \cos \gamma_\mu(u-u') W_{0\mu}(u' | u) du' = \frac{2}{3A}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из этого выражения следует, что для тяжелых ядер ($A \gg 1$) $\cos \vartheta_\mu \ll 1$, 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.

Поскольку отношение энергий нейтрона до и после рассеяния полностью определяется массовым числом ядра-мишени, величина среднего увеличения летаргии нейтрона $\overline{u-u'}$ есть некоторая постоянная (для данного ядра) величина.

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 :

$$\begin{aligned} \langle \ln \frac{E'}{E} \rangle_{\mu} &\equiv \xi_{\mu} = - \int_0^{q_{\mu}} (u - u') d(u - u') \int_{\Omega} W_{\mu}(u', \omega' | u, \omega) d\omega' = \\ &= - \alpha_{\mu} \int_0^{q_{\mu}} x e^{-x} dx = 1 - \alpha_{\mu} q_{\mu} e^{-q_{\mu}} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A+1}{A-1} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

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

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \approx \frac{2}{A}. \quad (11')$$

Конечно, формула (11) справедлива, если упругое рассеяние является единственным механизмом потери энергии при столкновении нейтронов с атомными ядрами (расчет нейтронных характеристик при неупругом рассеянии будет 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 $\xi(u)$ и средний косинус угла рассеяния нейтронов $\overline{\cos \vartheta}(u)$ в веществе.

По определению величины $\xi(u)$ имеем:

$$\begin{aligned} \xi(u) &= \sum_{\mu} \alpha_{\mu} \int_{u-q_{\mu}}^u h_{\mu}(u') e^{-(u-u')} (u - u') du' \int_{\Omega} \times \\ &\times \delta[\omega' \omega - \cos \gamma_{\mu}(u - u')] d\omega'. \end{aligned}$$

Этот интеграл можно приближенно вычислить аналитически, несмотря на то обстоятельство, что зависимость от летаргии парциальных вероятностей рассеяния на различных ядрах очень сложна и, как правило, не допускает удобной аналитической аппроксимации. Из-за наличия под интегралом убывающей экспоненты от разностного аргумента главный вклад в его величину вносится интегрированием в окрестности верхнего предела. Поэтому функцию $h_{\mu}(u)$ можно вынести за знак интеграла с ее значением в верхнем пределе.

Это дает

$$\begin{aligned} \xi(u) &= \sum_{\mu} \alpha_{\mu} h_{\mu}(u) \int_0^{q_{\mu}} (u - u') e^{-(u-u')} d(u - u') \int_{\Omega} \delta[\omega' \omega - \\ &- \cos \gamma_{\mu}(u - u')] d\omega' \equiv \sum_{\mu} h_{\mu}(u) \xi_{\mu}. \end{aligned} \quad (12)$$

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

Средний косинус угла рассеяния нейтронов в произвольной смеси ядер вычисляется аналогично

$$\overline{\cos \vartheta(u)} = \sum_{\mu} h_{\mu}(u) \overline{\cos \vartheta_{\mu}}. \quad (13)$$

Хотя среднее изменение летаргии ξ_{μ} и средний косинус угла рассеяния $\overline{\cos \vartheta_{\mu}}$ для моноэлементного вещества (т. е. для среды, состоящей из ядер одного сорта) не зависят от летаргии нейтронов, в веществе, состоящем из смеси ядер, ξ и $\overline{\cos \vartheta}$ уже не будут константами, поскольку парциальные вероятности рассеяния существенно зависят от энергии нейтронов.

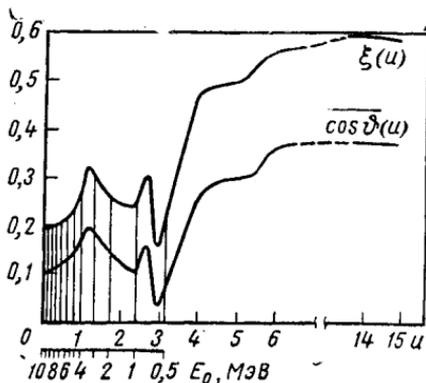


Рис. 5. Зависимость от летаргии u средней логарифмической потери энергии ξ и среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \vartheta}$ нейтронов в песчанике ($m=20\%$)

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 L -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 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 [142].

На рис. 5 показана зависимость от летаргии величин ξ и $\overline{\cos \vartheta}$ для кварцевого песчаника с пористостью 20%, поровое пространство которого насыщено водой. Величины $\xi(u)$, $\overline{\cos \vartheta(u)}$ и длина свободного пробега нейтронов $\lambda(u)$ — важные количественные характеристики однократного рассеяния нейтронов в веществе, позволяющие определить пространственные, энергетические и временные масштабы процесса замедления.

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 учитывать). 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 энергиях, близких к начальной.

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

$$\kappa_s(u) = \frac{\xi(u)}{\lambda_s(u)} = \xi(u) \Sigma_s(u). \quad (14)$$

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

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

НЕУПРУГОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Все порообразующие элементы (исключая водород) являются неупругими рассеивателями нейтронов. Неупругое рассеяние — пороговый процесс, идущий при энергиях нейтронов E_Q , превышающих энергию E_1^* первого возбужденного уровня ядер замедлителя:

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

Для относительно легких ядер порообразующих элементов осадочных пород, представляющих наибольший интерес с точки зрения упругого замедления, эта пороговая энергия по порядку величины равна нескольким мегаэлектронвольтам.

С ростом энергии нейтронов длина волны нейтронов становится значительно меньше размеров ядра и сечение взаимодействия приближается к геометрическому сечению последнего (πR^2). В соответствии с представлением о составном ядре радиус ядра R и длина волны нейтрона $\tilde{\lambda}$ дают эффективный радиус взаимодействия $(R + \tilde{\lambda})$, и полное сечение $\sigma_t = 2\pi(R + \tilde{\lambda})^2$ (множитель 2 возникает из-за дифракционного рассеяния). Принимая $R = r_0 A^{1/3}$, мы имеем $\sqrt{\sigma_{in}} \approx \tilde{\lambda} + r_0 A^{1/3}$, так что график зависимости сечения неупругого рассеяния σ_{in} от $A^{1/3}$ должен иметь вид прямой линии. Имеющиеся экспериментальные данные в целом подтверждают этот вывод, хотя наблюдаются систематические отклонения от прямой линии для магических и околomagических ядер.

Обобщение обширного экспериментального материала выявляет следующие закономерности [111]. 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 126 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 $\tilde{\sigma}$ 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 для нейтронов 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.

Для количественного описания неупругого замедления нейтронов необходимо найти соответствующую индикатрису рассеяния, т. е. плотность вероятности того, что в результате рассеяния (в данном случае неупругого) энергия нейтрона изменится от величины E' до E (угловое распределение рассеянных нейтронов считаем изотропным). При фиксированной энергии E' падающих нейтронов индикатриса неупругого рассеяния $\tilde{W}(E'|E)$ представляет собой не что иное, как энергетический спектр вылетающих нейтронов.

Из теории ядерных реакций [16] следует, что энергетический спектр вылетающих нейтронов имеет вид

$$\tilde{W}(E'|E) dE = C(E') E \exp\left(-\frac{E}{T(E')}\right) dE. \quad (15)$$

Таким образом, энергетический спектр неупруго рассеянных нейтронов описывается максвелловским распределением $Ee^{-E/T}$ («спектр испарения»). Выступающая здесь величина $T(E')$ имеет размерность энергии и интерпретируется как ядерная температура. Максимум спектра соответствует энергии $E_m = T(E')$, которая мала по сравнению с E' :

$$E_m = T(E') \ll E'.$$

Следовательно, величина T , характеризующая спектр неупруго рассеянных нейтронов, представляет собой температуру конечного ядра с энергией возбуждения, приближенно равной энергии падающего нейтрона E' . Более точно среднюю энергию возбуждения \bar{E} можно определить, зная среднюю энергию неупруго рассеянных нейтронов $\bar{\varepsilon} = E' - \bar{E}$. Константа $C(E')$ в выражении (15) находится из условия нормировки

$$\int_{\Omega} \frac{d\omega'}{4\pi} \int_0^{E'} \tilde{W}(E'|E) dE = 1,$$

откуда

$$C(E') = T^{-2}(E') \left[1 - \left(1 + \frac{E'}{T(E')} \right) e^{-E'/T(E')} \right]^{-1}. \quad (15')$$

Средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов

$$\bar{E} = \int_0^{E'} E \tilde{W}_0(E'|E) dE = 2T(E') \left[1 - \frac{1}{2} \frac{x^2 e^{-x}}{1 + (1+x)e^{-x}} \right], \quad (16)$$

где $x = E'|T(E')$.

В силу неравенства $x \gg 1$ вторым членом здесь можно пренебречь: $\bar{E} \approx 2T(E')$. Таким образом, средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов равна удвоенной температуре остаточного ядра.

Выражение (15) для индикатрисы неупругого рассеяния получено в рамках статистической модели, применимой для тяжелых ядер и достаточно высоких энергий возбуждения. Индикатрису рассеяния для легких, магических и околomagических ядер необходимо рассмотреть специально. Пусть ядро-мишень имеет систему $\{l_\mu\}$ энергетических уровней. При возбуждении одного l -уровня нейтрон с энергией E' потеряет максимальное количество энергии $\Delta_l(E')$, равное $\Delta_l(E') = h_l(E') D_l$, где D_l — расстояние до уровня l ; $h_l(E')$ — функция возбуждения уровня.

В результате возбуждения ядра минимальная энергия нейтрона

$$E_{\min} = E' - \sum_l h_l(E') D_l.$$

Следуя К. Сайросу [161], предположим, что неупругое рассеяние происходит в две стадии, из которых первая соответствует возбуждению ядра, а вторая — упругому рассеянию нейтрона возбужденным ядром. Тогда конечная энергия нейтрона равномерно распределена в интервале $(E_{\min} e^{-q_\mu}, E_{\min})$, где q_μ — максимальное изменение летаргии при упругом рассеянии.

Вводя величину r_μ , соответствующую максимальному изменению летаргии нейтрона в однократном неупругом рассеянии [$r_\mu = \ln(E'/E_{\min})$], имеем индикатрису неупругого рассеяния (при условии изотропного рассеяния в лабораторной системе) в виде

$$\tilde{W}(u', \omega' | u, \omega) = \begin{cases} \frac{C_\mu}{4\pi} \alpha_\mu e^{-(u-u')}, & r_\mu \leq u - u' \leq q_\mu + r_\mu \\ 0, & u - u' > q_\mu + r_\mu. \end{cases} \quad (17)$$

Из условия нормировки

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

следует $C = e^{-r_\mu}$ и, таким образом,

$$\tilde{W}(u', \omega' | u, \omega) = \frac{\alpha_\mu}{4\pi} e^{-(u-u'-r_\mu)}. \quad (17')$$

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

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

где h_μ и \tilde{h}_μ — парциальные вероятности упругого и неупругого рассеяния на данном ядре μ (суммирование распространено за ядра всех элементов, входящих в состав среды), или

$$\xi(E) = \lambda(E) \sum_\mu [S_\mu(E) + \tilde{S}_\mu(E)] \equiv \lambda(E) \kappa_s(E),$$

где $\lambda(E)$ — полная длина свободного пробега; S_μ и \tilde{S}_μ — макроскопические замедляющие способности ядер; 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.

Для определения \tilde{S}_μ необходимо вычислить величину $\tilde{\xi}_\mu$ среднего изменения логарифма при неупругом рассеянии.

По определению $\tilde{\xi}_\mu$ равна

$$\tilde{\xi}_\mu(E') = \int_{\Omega} d\omega' \int_0^{E'} \ln\left(\frac{E'}{E}\right) \bar{W}_\mu(E', \omega' | E, \omega) dE.$$

Подставляя сюда выражение (15) и интегрируя по частям, находим¹:

$$\tilde{\xi}_\mu(E') = \frac{\gamma - 1 + \ln x + e^{-x} + E_1(x)}{1 - (1+x)e^{-x}}, \quad (18)$$

где $x = E'/T(E')$; $\gamma = 0,577$ — постоянная Эйлера; $E_1(x)$ — интегральная показательная функция.

Согласно статистической модели величина $\tilde{\xi}_\mu$ полностью определяется параметром x , т. е. отношением энергии падающего нейтрона к температуре конечного состояния ядра-мишени. К настоящему времени накоплены некоторые экспериментальные данные по изучению энергетических спектров вторичных нейтронов при различных энергиях возбуждения. Это позволяет вычислять величину $\tilde{\xi}_\mu$ для ряда элементов непосредственно по измеренным значениям ядерных температур.

Однако в измеренных различными исследователями величинах ядерных температур имеются расхождения, обусловленные определением их по различным участкам спектра и неточной оценкой вклада вторых нейтронов из реакции $(n, 2n)$. Для некоторых элементов, широко распространенных в горных породах, вообще нет экспериментальных данных. Поэтому возникает необходимость теоретически рассчитывать этот важный параметр. Такой расчет может быть выполнен в модели Ферми-газа.

Последовательное проведение модели Ферми-газа дает для плотности ядерных уровней ω следующее выражение:

$$\omega(\epsilon) = \text{const } \epsilon^{-n} e^{-2\sqrt{a\epsilon}},$$

¹ Формула, аналогичная (18), впервые была получена Бьерккундом [65]. В формуле Бьерккунда величина x определена неточно: $x = \sqrt{E/D}$, где D — среднее расстояние между низко расположенными уровнями ядра-мишени.

где a — параметр плотности ядерных уровней, не зависящий от энергии возбуждения ядра-мишени и определяемый только свойствами самого ядра; ε — энергия возбуждения ядра-мишени; $n=5/4$ для полной плотности уровней.

По определению ядерная температура есть величина, обратная производной по энергии возбуждения от логарифма плотности уровней

$$T^{-1}(\varepsilon) = \frac{d}{d\varepsilon} \ln \omega(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\bar{a}}{\varepsilon} - \frac{n}{\varepsilon}},$$

откуда

$$T(\varepsilon) = \left(\sqrt{\frac{\bar{a}}{\varepsilon} - \frac{n}{\varepsilon}} \right)^{-1}.$$

Кроме выражений, определяющих a через T и ε , многие исследователи пытались найти аналитическую зависимость величины a от свойств самого ядра. Наиболее удачное представление для параметра a , учитывающее оболочечные эффекты, было получено Т. Ньютоном:

$$a = 2\alpha (\bar{j}_n + \bar{j}_p + 1) A^{2/3}, \quad (19)$$

где \bar{j}_n и \bar{j}_p — эффективные нейтронные и протонные угловые моменты. При $\alpha=0,0374$ теоретические величины a в выражении (19) согласуются с соответствующими значениями, вычисленными по

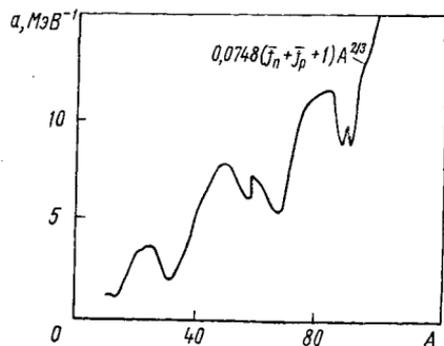


Рис. 6. Зависимость параметра плотности ядерных уровней a от массового числа ядер A , вычисленная по формуле Ньютона

определенным из эксперимента ядерным температурам. На рис. 6 приведена зависимость параметра a от массового числа ядер A , вычисленная по формуле Ньютона.

По формуле (18) 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 [76]. Некоторые из вычисленных энергетических зависимостей микроскопической замедляющей способности элемен-

тов при неупругом рассеянии приведены на рис. 7. Для сравнения на этих же графиках представлена замедляющая способность упругого рассеяния на водороде. Для элементов с $A < 30$ величина $s(E)$ не превышает замедляющую способность водорода или сравнима с ней; для элементов с $30 < A < 130$ величина s превышает замедляющую способность водорода в 3—4 раза при $E > 5$ МэВ, для элементов с $A > 130$ величина s превышает замедляющую спо-

способность водорода в широком энергетическом интервале ($E > 3$ МэВ) в 6—8 раз.

Вычислим величину среднего изменения летаргии при неупругом рассеянии нейтронов на легких ядрах. Используя индикатрису рассеяния (17) и определение $\tilde{\xi}_\mu$, получаем:

$$\tilde{\xi}_\mu(E) = \xi_\mu + r_\mu(E). \quad (20)$$

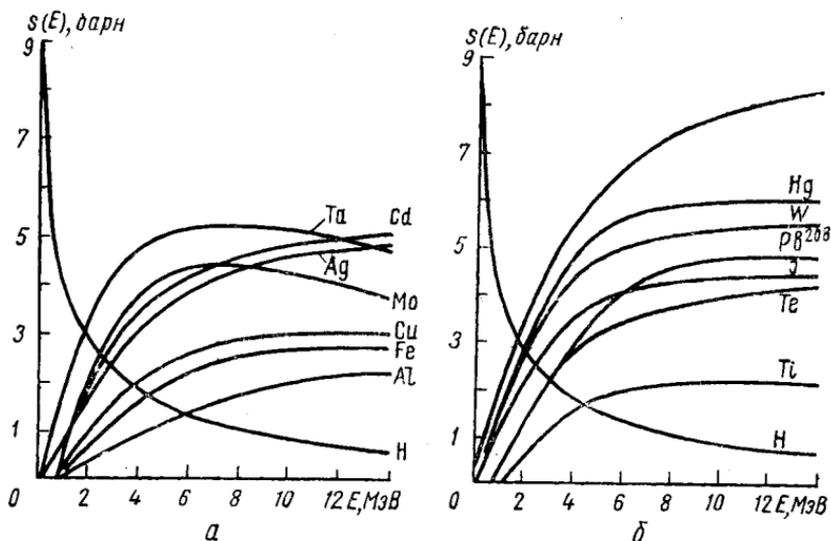


Рис. 7. Зависимость микроскопической замедляющей способности s элементов при неупругом рассеянии от энергии нейтронов E [76]



Рис. 8. Зависимость микроскопической замедляющей способности s ядер кремния, углерода и кислорода при неупругом рассеянии от энергии нейтронов E

Выступающая здесь величина ξ_μ среднего изменения летаргии при упругом рассеянии учитывает потерю энергии, идущей на отдачу ядра. На рис. 8 приведены зависимости замедляющей способности ядер углерода, кислорода и кремния от энергии нейтронов.

Знание замедляющей способности породообразующих элементов при неупругом рассеянии дает возможность количественного учета неупругого замедления нейтронов на основе разработанных аналитических и численных методик и облегчает интерпретацию имеющихся экспериментальных данных.

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 пространстве $\mathbf{x} \equiv \{\mathbf{r}(x, y, z), \boldsymbol{\omega}(\theta, \varphi)E, t\}$, где \mathbf{r} — пространственная координата, $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{v}/v$ — 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 Ndx дает 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 $d\boldsymbol{\omega}$ вокруг $\boldsymbol{\omega}$, а энергия — в пределах $E, E+dE$.

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

$$\frac{\partial}{\partial t} N(\mathbf{x}) + v\boldsymbol{\omega} \text{grad} N(\mathbf{x}) = \int_{E-\Delta E}^E dE' \int_{\Omega} v' \Sigma_s(E') N(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\omega}', t) \times \\ \times W(E', \boldsymbol{\omega}' | E, \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega}' - v\Sigma_t(E) N(\mathbf{x}) + Q(\mathbf{x}). \quad (21)$$

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),

$$\psi(\mathbf{x}) = \tau^{-1}(E) N(\mathbf{x}) \quad (22)$$

так, что плотность потока нейтронов

$$\Phi(\mathbf{x}) = vN(\mathbf{x}) = \lambda(E) \psi(\mathbf{x}). \quad (22')$$

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 $n_a(\mathbf{x})$ (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 см³ вещества.

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

$$\tau(u) \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}) + \lambda(u) \omega \operatorname{grad} \psi(\mathbf{x}) + \psi(\mathbf{x}) = \int_0^u du' \int_{\Omega} h(u') \psi(\mathbf{r}, u', \omega, t) \times \\ \times W(u', \omega' | u, \omega) d\omega' + Q(\mathbf{x}). \quad (21')$$

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

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

Интегральный член в (21) 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 скачком, оставаясь неизменными в пределах этих сред. На границе между двумя средами различного химического состава и плотности, в которых длины 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 известного 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. Различный характер элементарных взаимодействий нейтронов с рассеивающими центрами (атомные ядра, молекулы, кристаллическая решетка) в различных энергетических областях проявляется в различии соответствующих индикаторов рассеяния.

Возрастное приближение

В нейтронной физике 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:

$$\psi(\mathbf{r}, u, \omega) = \frac{1}{4\pi} [\psi_0(\mathbf{r}, u) + 3\omega\psi_1(\mathbf{r}, u)], \quad (23)$$

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 испытать большое число рассеяний. 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 (23) 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 (23) и интегрируя по углам, получим:

$$\lambda(u) \operatorname{div} \psi_1 + \psi_0 = \sum_{\mu} \int_0^u h(u') h_{\mu}(u') W_{0\mu}(u' | u) \psi_0(\mathbf{r}, u') du' + \delta(\mathbf{r}) \delta(u). \quad (24)$$

Умножая уравнение (21) на ω и снова интегрируя по углам, имеем:

$$\frac{1}{3} \lambda(u) \operatorname{grad} \psi_0 + \psi_1 = \sum_{\mu} \int h(u') h_{\mu}(u') W_{1\mu}(u' | u) \psi_1(\mathbf{r}, u') du'. \quad (24')$$

Уравнения (24) и (24') 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:

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

Положим также, что $\psi_1(\mathbf{r}, u') \cong \psi_1(\mathbf{r}, u)$. Тогда система уравнений (24) и (24') принимает следующий вид:

$$\lambda(u) \operatorname{div} \psi_1(\mathbf{r}, u) + g(u) \psi_0(\mathbf{r}, u) = \frac{\partial}{\partial u} [h(u) \xi(u) \psi_0(\mathbf{r}, u)] + \delta(\mathbf{r}) \delta(u); \quad (25)$$

$$\frac{1}{3} \lambda(u) \operatorname{grad} \psi_0 + [1 - h(u) \overline{\cos \vartheta}(u)] \psi_1 = 0. \quad (25')$$

В уравнении (25) использовано определение среднего изменения лётаргии $\xi(u)$, а в уравнении (25') — среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \vartheta}(u)$.

Из последнего уравнения вытекает так называемый первый закон Фика:

$$\psi_1 = -\mathcal{D}(u) \operatorname{grad} \psi_0; \quad \mathcal{D}(u) = \frac{1}{3} \lambda_{\text{tr}}(u). \quad (26)$$

Параметр $\lambda_{\text{tr}}(u) = \lambda(u) [1 - h(u) \overline{\cos \vartheta}(u)]^{-1}$ называется транспортной длиной свободного пробега (или длиной переноса) нейтронов. Коэффициент пропорциональности в (26) $\mathcal{D}(u)$ называется коэффициентом диффузии для плотности потока. Согласно уравнению (26) поток Φ_1 нейтронов, которые проходят в единицу времени через единичную площадку на заданном расстоянии \mathbf{r} от источника, перпендикулярного направлению диффузионного тока, пропорционален градиенту плотности нейтронов N_0

$$\Phi_1 = -D(u) \operatorname{grad} N_0, \quad (27)$$

и направлен в сторону, противоположную направлению градиента¹. Параметр $D(u)$ есть коэффициент диффузии для плотности нейтронов ($D \neq \mathcal{D}$):

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

Подставив выражение (26) в уравнение (25), получим для однородной изотропной среды, физические свойства которой не зависят от координат:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{3} \lambda(u) \lambda_{\text{tr}}(u) \Delta^2 \psi_0 + g(u) \psi_0 = \\ & = -\frac{\partial}{\partial u} [h(u) \xi(u) \psi_0] + \delta(\mathbf{r}) \delta(u). \end{aligned}$$

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 площади 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.

Таким образом, уравнение переноса преобразовано в дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка относительно функции Ψ_0 . Это уравнение можно упростить подстановкой

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

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

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

В этом случае оно принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}_0}{\partial \tau_0} = \nabla^2 \tilde{\Psi}_0 + \delta(\mathbf{r}) \delta(\tau_0), \quad (28)$$

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 (28) — уравнением возраста. При отсутствии поглощения Ψ_0 совпадает с плотностью замедления: $\Psi_0 = g_0 = \xi(u) \tilde{\Psi}_0$ (это равенство имеет место только в возрастном приближении).

Решение уравнения (28) имеет следующий вид:

$$\Psi_0(r, u) = \psi_0(u) \frac{e^{-r^2/4\tau_0(u)}}{[4\pi\tau_0(u)]^{3/2}}, \quad (29)$$

где

$$\psi_0(u) = \frac{1}{\xi(u)} \exp \left[- \int_0^u \frac{\Sigma_a(u')}{\Sigma_s(u')} \frac{du'}{\xi(u')} \right]. \quad (29')$$

На рис. 9 приведена номограмма для расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в возрастном приближении.

Решение уравнения (29) получено в предположении слабой зависимости Ψ_0 от координат:

$$\lambda_{tr}(u) |\text{grad } \psi_0| \ll \psi_0, \quad \text{или} \quad \lambda_{tr}(u) \left| \frac{\partial}{\partial r} \ln \psi_0 \right| \ll 1 \quad (30)$$

и слабой зависимости произведения $\xi(u)\Psi_0$ от летаргии (это менее жесткое ограничение, чем предположение о слабой энергетической зависимости непосредственно Ψ_0):

$$\frac{\partial}{\partial u} [\xi(u) \psi_0] \ll \psi_0. \quad (30')$$

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 функции распределения.

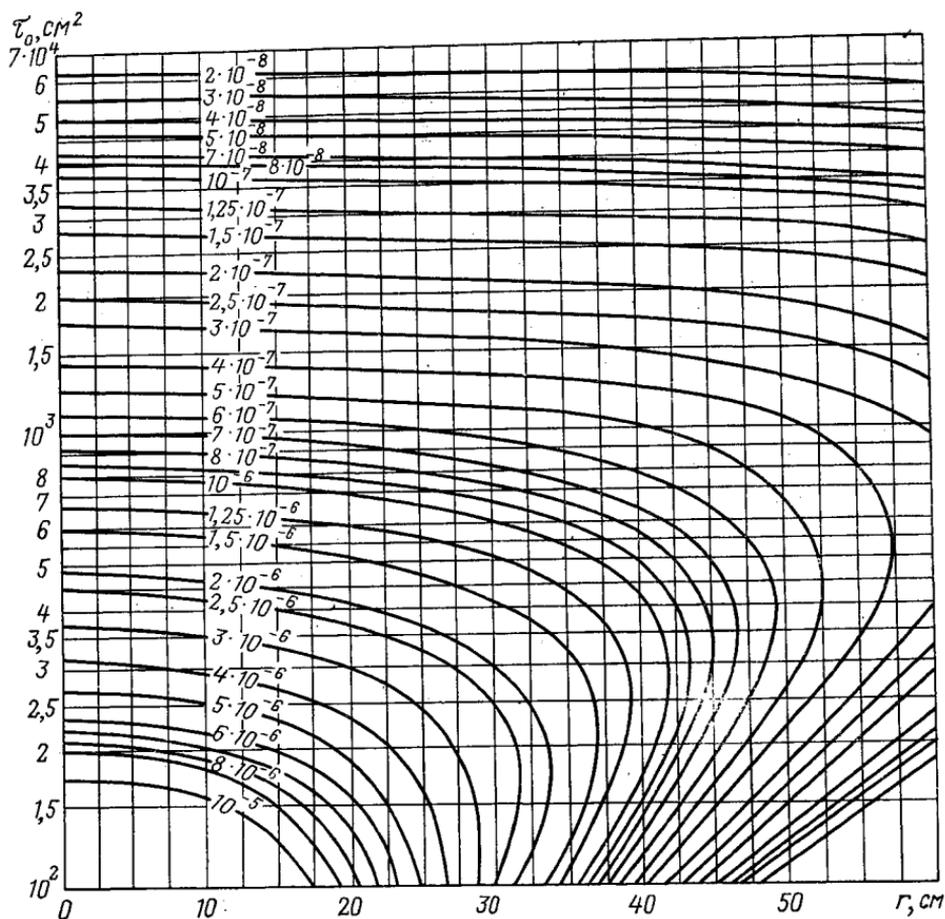


Рис. 9. Номограмма для расчета плотности замедления q_0 (шифр кривых) нейтронов в возрастном приближении (точный изотропный моноэнергетический источник единичной мощности; поглощение нейтронов отсутствует)

По этой причине выражение (29') неприменимо для описания спектра замедленных нейтронов в поглощающих и резонансно рассеивающих средах.

Подставляя (29) в (30), находим

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

где $\bar{R}^2(u)$ — средний квадрат смещения нейтрона в процессе замедления до заданной энергии. Следовательно, выражение (29)

справедливо на малых расстояниях от источника. Из условия (30') следует $u \gg \xi(u)$, или $v(u) = u/\xi(u) \gg 1$, т. е. заданное значение латергии должно достигаться в результате большого числа столкновений v .

Анализ результата возрастного приближения как частного случая строгого решения уравнения переноса дает более точную оценку границ применимости выражения (29). Оно справедливо до расстояний $r_0(u)$ порядка $r_0 \approx \frac{\tau_0(u)}{\lambda_{\max}}$, где λ_{\max} — максимальная на интервале замедления полная длина свободного пробега нейтронов. Подробный анализ границ применимости возрастного приближения для изучения водородосодержащих сред дан в работах [67, 68, 75].

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. Этот метод оказывается особенно эффективным для полиэнергетических источников в средах с не очень малым ($m > 5\%$) водородосодержанием.

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

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

Форма результирующего пространственного распределения $\Phi_0^*(r, E)$ существенно отличается от формы распределений $\Phi_0(r, E_0 | E)$, порожденных отдельными спектральными линиями. Этот эффект (спектральный эффект полиэнергетического источника) обусловлен тем, что вклад различных участков спектра полиэнергетического источника в результирующую плотность потока нейтронов сильно изменяется с увеличением расстояния от источника: на малых расстояниях от источника основной вклад дает «мягкая» часть спектра, а на больших расстояниях — «жесткая» часть спектра. Иными словами, с точки зрения пространственного распределения нейтронов, на больших расстояниях (в асимптотической области) полиэнергетический источник как бы вырождается в жесткий моноэнергетический.

Спектральный эффект полиэнергетического источника тесно связан с зависимостью сечения рассеяния от энергии нейтронов (можно сказать, порождается этой зависимостью) и наиболее заметно проявляется в водородосодержащих средах (и в особенности в средах с высоким водородосодержанием), будучи характер-

ным для любых сред, поскольку зависимость сечения рассеяния от энергии нейтронов имеет место практически во всех замедлителях.

Благодаря спектральному эффекту функция пространственного распределения нейтронов полиэнергетического источника $\Phi_0^*(r, E)$ 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 . Тогда для обобщения этого эмпирического закона потребуем, чтобы выполнялись равенства

$$\text{и} \quad \int_{(\infty)} \Phi_0^*(r, E) dV = \Phi_0(E), \quad (31)$$

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

$$\int_{(\infty)} r^n \Phi_0^*(r, E) dV / \int_{(\infty)} \Phi_0^*(r, E) dV = M_{0n}(E), \quad (31')$$

где M_{0n} — n -ый 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 (31) 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, для которого возрастное приближение обладает достаточно большой областью применимости) можно аппроксимировать простыми выражениями типа

$$\Phi_0^*(r, E) = \alpha(E) \frac{e^{-r/\Lambda(E)}}{r^k}, \quad (32)$$

где k принимает значение 0 или 1.

Это распределение оказывается справедливым в практически важной пространственной области — на средних и больших расстояниях от источника. В выражении имеется два свободных параметра — α и Λ , для определения которых используются условия (31), (31').

При $n=2$ последнее условие принимает вид

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

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

Распределение (32) при $k=0$ называется ядром Я. Б. Зельдовича и И. И. Гуревича. Определяя параметры α и Λ , получаем:

$$\Phi_0^*(r, E) = \frac{\Phi_0(E)}{8\pi\Lambda^3(E)} e^{-r/\Lambda(E)}, \quad (33)$$

где

$$\Lambda(E) = \frac{1}{\sqrt{2}} L_s^*(E). \quad (33')$$

Для изучения распределения нейтронов в горных породах эта формула впервые использовалась С. А. Кантором [56].

При $k=1$ распределение (32) называется диффузионным или одногрупповым ядром (см. ниже). Оно значительно лучше согласуется с экспериментальными данными (особенно для водородосодержащих сред) и обладает более широкой областью применимости.

Определяя свободные параметры, как выше, находим:

$$\Phi_0^*(r, E) = \Phi_0(E) \frac{e^{-r/\sqrt{\tau_s^*(E)}}}{4\pi r \tau_s^*(E)}. \quad (34)$$

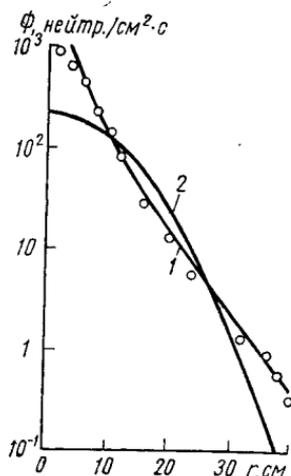


Рис. 10. Распределение индиевых нейтронов Ra—Be-источника в воде в сравнении с результатами расчетов в одногрупповом диффузионном приближении $L_s^* = 6,8$ см (1) (по Ч. Титтлу). Кривая 2 иллюстрирует неправильное применение возрастного приближения (полный возраст нейтронов полиэнергетического источника отожествлен с фермиевским)

На рис. 10 представлены результаты расчета пространственного распределения плотности потока надтепловых (индиевых) нейтронов Ra—Be-источника в воде в одногрупповом диффузионном приближении в сравнении с экспериментальными данными. Как видно, практически на всех исследованных расстояниях (исключая окрестность источника) распределение (34) очень хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

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

$$\nabla^2 \Phi_0^* - \frac{1}{\tau_s^*(E)} \Phi_0^* = - \frac{1}{\mathcal{D}(E)} Q(r). \quad (35)$$

Уравнение (35) аналогично уравнению диффузии, поэтому основанное на нем приближение называют одногрупповым диффузионным приближением. В этом приближении распределение замедленных нейтронов полиэнергетического источника (каждому участ-

ку 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 $\mathcal{D}(E)$ имеет величина

$$\mathcal{D}(E) = E^{-1} \Phi_0^{-1}(E) \tau_s^*(E) \equiv \xi(E) \Sigma_s(E) \tau_s^*(E) = \kappa_s(E) \tau_s^*(E), \quad (35')$$

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

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 (35). С одной стороны, уравнение диффузии предполагает выполнение закона Фика и неравенства

$$|\mathcal{D} \text{grad } \Phi_0| \ll \Phi_0.$$

Это означает, что уравнение (35) 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 (35) с уравнением диффузии является формальной, поэтому строгое ограничение уравнения диффузии не может механически переноситься на уравнение, которому удовлетворяет аппроксимирующее распределение.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

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

При высоких энергиях ($E \approx 10 \div 14$ МэВ) сечение поглощения относительно невелико, и поглощение нейтронов слабо влияет на их распределение в горных породах. Однако положение существенно меняется в области надтепловых энергий в горных породах и рудах, для которых 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 неупругого рассеяния, захватного гамма-излучения и активационных эффектов. Если энергетический спектр $\Phi_0(E)$ замедленных нейтронов известен, то спектр $\tilde{G}(E_\gamma)$ гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов, определяется следующим образом:

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

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:

$$G_a(E_\gamma) = 10^{-2} \int_{E_0}^E \Phi_0(E') j(E' | E_\gamma) dE',$$

где $j(E' | E_\gamma)$ — излучающая способность среды:

$$j(E | E_\gamma) = \sum_{\mu, l} [v_l(E_\gamma) \Sigma_a(E)]_\mu;$$

$v_l(E_\gamma)$ — число гамма-квантов данной энергии на 100 захватов данным ядром; $\Sigma_a(E)$ — макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядром μ ; суммирование ведется по ядрам всех элементов (изотопов) и всем линиям (l) в спектре каждого излучателя.

Ниже будут изложены методы расчета нейтронных характеристик, определяющих спектры замедленных нейтронов, а также рассмотрены основные спектральные эффекты, обусловленные рассеянием и поглощением нейтронов в горных породах.

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

$$\begin{aligned} \psi_0(u_0 | u) = \sum_{\mu} \int_{u_0}^u h(u') h_{\mu}(u') \times \\ \times \psi_0(u_0 | u') W_0(u' | u) du' + \delta(u - u_0), \end{aligned} \quad (36)$$

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 -того 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 уравнения [83], впервые

полученную А. Вейнбергом и Е. Вигнером [20], Н. Корнголдом и В. В. Орловым:

$$\psi_0(u_0 | u) = h(u_0) R_0(u_0 | u) - \int_{u_0}^u g(u') \psi_0(u_0 | u') R_0(u' | u) du'. \quad (36')$$

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 (36) в уравнении (36') 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 $R_0(u_0 | u)$ имеет вид

$$R_0(u_0 | u) = \frac{1}{\xi(u)}, \quad (37)$$

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 очевидном 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_{μ} 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:

$$\Phi_0(u) = [\Sigma(u) \xi(u)]^{-1} = \kappa_s^{-1}(u), \quad (38)$$

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

Следовательно, энергетическое распределение $\Phi_0(E)$ имеет следующий вид:

$$\Phi_0(E) = \Phi_0(u) \left(-\frac{du}{dE} \right) = \frac{1}{E \kappa_s(E)}. \quad (38')$$

Поскольку замедляющая способность среды $\kappa_s(E)$ при $E > 50$ кэВ существенно зависит от энергии, спектр нейтронов, вообще говоря, отличается от закона $1/E$. Точнее, на фермиевский закон $1/E$, определяющий общий характер спектра, накладывается локальная, «тонкая» структура, обусловленная резонансным характером зависимости от энергии нейтронов полного сечения рассеяния. Из выражения (38') 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, но и в поглощающих средах.)

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 летаргии) значения $\xi^{-1}(u)$ и осциллирующей добавки $\tilde{R}(u_0|u)$, которая отлична от нуля лишь в интервале первых трех столкновений:

$$R_0(u_0|u) = \frac{1}{\xi(u)} - \tilde{R}(u_0|u). \quad (39)$$

Подставляя (39) в уравнение (36'), получаем:

$$q_0(u_0|u) = h(u_0) - \int_{u_0}^u a(u') q_0(u_0|u') du' + \\ + \xi(u) \int_{u_0}^u a(u') q_0(u_0|u') \tilde{R}(u'|u) du', \quad (40)$$

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 положим $\tilde{R}(u'|u) = 0$, т. е. откажемся от учета осцилляций функции Плачека. Интегральное

уравнение (40) сводится к простому дифференциальному уравнению первого порядка, решение которого с начальным условием $q_0(u_0 | u_0) = h(u_0)$

$$\psi_0(u_0 | u) = \frac{h(u_0)}{\xi(u)} \exp \left[- \int_{u_0}^u g(u') \frac{du'}{\xi(u')} \right], \quad (41)$$

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 резонансах сечения поглощения, когда ширина резонанса мала по сравнению с интервалом однократного рассеяния, а расстояние между резонансами превышает 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 (40), 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

$$\psi_0(u_0 | u) = \frac{h(u_0)}{\xi(u) [1 - g(u) \gamma_1(u)]} \exp \left[- \int_{u_0}^u \frac{a(u') du'}{1 - g(u') \gamma_1(u')} \right]. \quad (42)$$

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 летаргии и представима в удобном для расчетов виде:

$$\gamma_1 = 1 - \frac{\gamma}{\xi}; \quad \gamma = \frac{\bar{\xi}^2}{2\xi}; \quad (43)$$

$$\bar{\xi}_\mu^2 = 2\varepsilon_\mu - \alpha_\mu e^{-q_\mu q_\mu^2}.$$

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 водородосодержащих сред при $m \geq 1\%$ $\gamma_1 < 0$. 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.

Подставляя выражение (43) в (42), получаем:

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

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

Из выражений (41) и (42) 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 МэВ поглощением можно пренебречь, выражение для спектра плотности потока нейтронов $\Phi_0(E)$ имеет следующий вид:

$$\Phi_0(E) = \frac{P_a(E)}{E} [\xi \Sigma_s(E) + \gamma \Sigma_a(E)]^{-1}, \quad (44)$$

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

$$P_a(E) = \exp \left[- \int_{E_0}^E \frac{\Sigma_a(E')}{\xi \Sigma_s(E') + \gamma \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E'} \right]. \quad (45)$$

Интеграл в выражении (45) можно вычислить аналитически при условии, что сечение рассеяния не зависит от энергии.

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

$$P_a(E) = \left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_s} \right)^{-\frac{2}{\gamma}}. \quad (45')$$

Подставив (45') в (45), окончательно получим:

$$\Phi_0(E) = \frac{1}{E\kappa_s} \left[1 + \gamma \frac{\Sigma_a(E)}{\kappa_s} \right]^{-1 - \frac{2}{\gamma}}. \quad (46)$$

Требование постоянства сечения рассеяния ограничивает область применимости выражения (46). В реальном случае сечений рассеяния, зависящих от энергии 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 $\Sigma_s(E) = \text{const}$, оказывается практически весьма полезным 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 водородосодержащих сред ($\gamma \approx 1$) хорошим приближением служит более простая формула:

$$\Phi_0(E) \approx \frac{1}{E\kappa_s} \left[1 + \frac{\Sigma_a(E)}{\kappa_s} \right]^{-3}. \quad (46')$$

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

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

Детальному экспериментальному изучению спектра нейтронов в поглощающих средах посвящено сравнительно немного работ. На рис. 11 приведены результаты наиболее тщательных измерений спектра нейтронов в различных средах [2]. 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. 12, на котором показана зависимость отношения плотности потока нейтронов $\Phi_a(E)$ в поглощающей среде к плотности потока $\Phi_s(E)$ и в той же среде без поглощения от параметра Σ_a/κ_s (при различных энергиях нейтронов). Приближение Грюлинга — Герцеля значительно лучше согласуется с экспериментальными данными [2]. Некоторое рас-

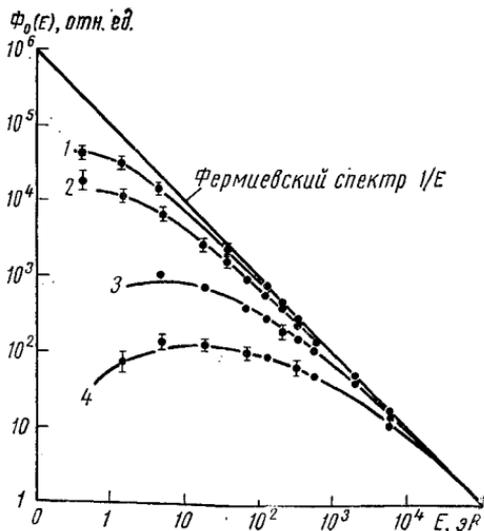


Рис. 11. Сравнение энергетического спектра нейтронов в поглощающих средах и без поглощения

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

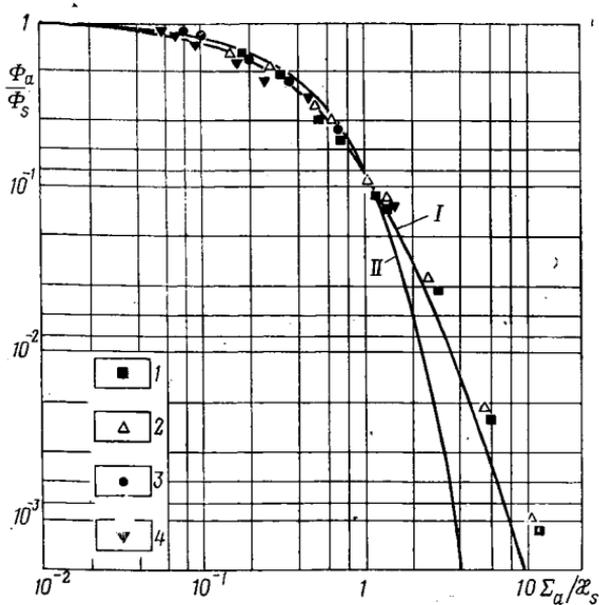


Рис. 12. Уменьшение плотности потока нейтронов в веществах с поглощением по закону $1/v$ относительно плотности потока в тех же средах при чистом рассеянии

I, II — расчет спектра нейтронов в приближении соответственно Грюлинга—Гертцеля и 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

хождение 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. Если источник полиэнергетический, спектр замедленных нейтронов сохраняет «отпечаток» первичного спектра источника. При простой форме энергетического спектра источника (например, спектр спонтанного деления Cf^{252}) резонансная структура сечений проявляется в спектре замедления наиболее отчетливо. Если же энергетический спектр источника имеет более сложную форму (источники типа $\text{Po}-\text{Be}$, $\text{Ra}-\text{Be}$), то тонкая структура спектра, обусловленная резонансным рассеянием, маскируется нерегулярностями первичного спектра. Поэтому для целей нейтронной спектрометрии горных пород целесообразно использовать источники с «гладкими» спектрами типа деления.

КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

С разработкой компактных нестационарных источников — импульсных и модулированных во времени 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 во времени замедления (а также измерение реактивности, и других критических параметров реакторных систем, проблема получения холодных нейтронов) — все это сделало энергетически-временное распределение нейтронов в веществе объектом интенсивного экспериментального и теоретического изучения.

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

$$\psi_0(r, E, t) \approx \psi_0(r, E) \psi_0(t, E), \quad (47)$$

где $\psi_0(r, E)$ — пространственно-энергетическое распределение нейтронов точечного стационарного источника, а $\psi_0(t, E)$ — энер-

гетически-временное распределение нейтронов от импульсных источников, равномерно распределенных в пространстве. Факт разделения переменных (пространственных координат и времени) в представлении для $\Psi_0(r, t, E)$, строго говоря, не имеет места. Если бы равенство (47) 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 $\tau_s(t, E)$, замедлившихся 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 [81, 84], но они настолько слабы, что корреляцией между пространственно-энергетическим распределением $\Psi_0(r, E)$ и энергетически-временным распределением $\Psi_0(t, E)$ можно пренебречь. Специальные расчеты по методу Монте-Карло, проведенные для сред с различным водородсодержанием, указывают на возможность использования приближенного соотношения (47) при всех временах, представляющих практический интерес.

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

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

$$\psi_0(t, u) = \frac{(\beta\theta)^\kappa e^{-\beta\theta}}{\tau(u) \Gamma(\kappa + 1)}; \quad \theta = t/\tau(u), \quad (48)$$

где

$$\beta = g + h \frac{\xi}{\gamma}, \quad \kappa = \frac{2h\xi}{\gamma(h\xi + g\gamma)}.$$

При отсутствии поглощения ($g=0$) из (48) вытекают результаты, полученные В. Ф. Захарченко [46] и Ж. Коппелем. Результат спектрального приближения Вигнера получается из (48), как частный случай при $\xi=\gamma$, когда $\beta=1$; $\kappa=2h/\xi$ (для непоглощающей среды этот результат был впервые получен И. Г. Дядькиным и Э. П. Баталиной) [41].

Выражение (48) справедливо при практически неограничительном условии $t \gg (1+\kappa)\tau_0$ (в силу малости τ_0). Из (48) следует, что временное распределение замедленных нейтронов импульсного источника описывается так называемым гамма-распределением с плотностью

$$\rho(\alpha, \gamma, x) = \frac{x^\alpha e^{-x/\gamma}}{\alpha! \gamma^{\alpha+1}}, \quad (49)$$

и параметрами

$$\alpha = \kappa; \quad x = \beta t; \quad \gamma = \tau(u). \quad (50)$$

Распределение (48) 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 собственно замедления $t_0(u)$, приближение Вигнера не согласуется с имеющимися экспериментальными данными, предсказывая значительно более сильное затухание импульса замедленных нейтронов в среде, чем это бывает в действительности. Причина такого расхождения становится ясной в более точных спектральных приближениях: она связана с влиянием неасимптотических отклонений функции Плачека.

Важным свойством энергетически-временного распределения нейтронов является то, что оно 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 нейтронов.

На рис. 13 сопоставлены временные распределения плотности замедления $q_0(t)$ нейтронов, замедлившихся от начальной энергии 14,1 МэВ до энергии 5 эВ, в кварцевом песчанике различной водонасыщенности, вычисленные методом Монте-Карло¹ с учетом энергетических зависимостей сечений взаимодействия, а также в спектральных приближениях Вигнера и Грюлинга—Герццеля. Аналитический расчет в спектральном приближении Грюлинга—Герццеля 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. 14 сравниваются в терминах плотности замедления. Рисунок иллюстрирует существенное различие временных распределений плотности замедления и плотности столкновений (пунктирные кривые).

Одной из интересных особенностей кинетики замедления нейтронов является эффект так называемой фокусировки по энергии

¹ Расчеты выполнены Б. Е. Лухминским и А. И. Пшеничнюком.

(более точно — монохроматизации спектра) в процессе замедления, поскольку дисперсия $D[E(t)]$ энергетического распределения нейтронов со временем изменяется по закону

$$D[E(t)] \sim \xi t^{-4},$$

т. е. резко уменьшается со временем, причем в каждый фиксированный момент она тем меньше, чем меньше среднее изменение латаргии нейтронов в среде. Эта закономерность, наиболее сильно проявляющаяся в тяжелых средах, существенно используется в спектрометрах по времени замедления нейтронов.

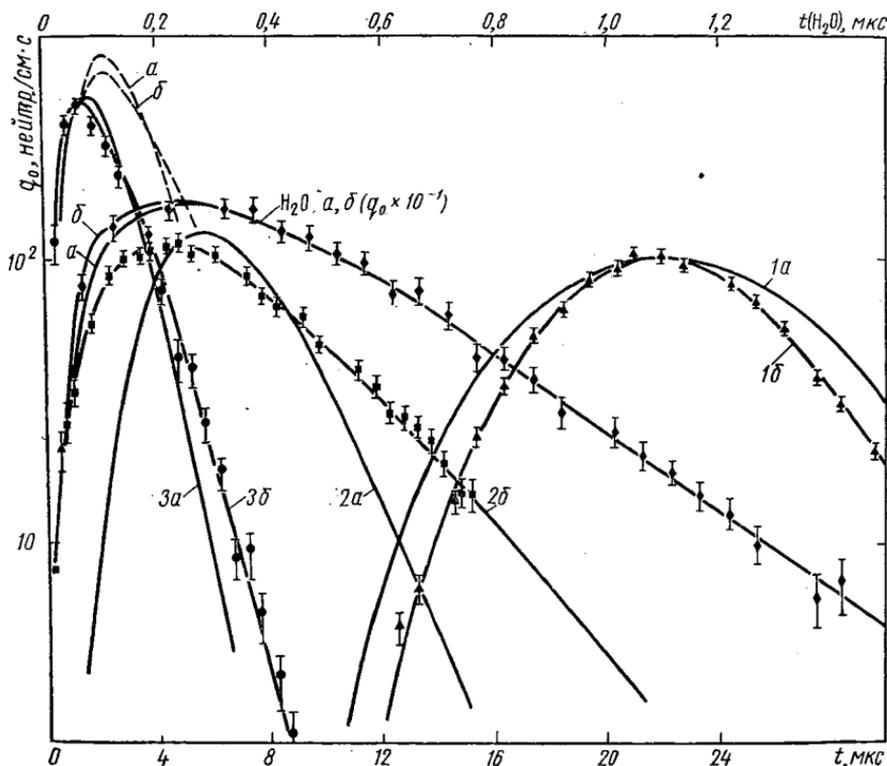


Рис. 13. Зависимость плотности замедления q_0 нейтронов с энергией 5 эВ от импульсного источника $E_0=14$ МэВ от времени t для воды и кварцевого песчаника, не содержащего водорода — $m=0$ (1), с объемной водонасыщенностью $m=5\%$ (2) и с объемной водонасыщенностью $m=20\%$ (3). Сопоставление результатов расчетов по методу Монте-Карло с расчетами в спектральных приближениях Вигнера (а) и Грюлинга — Герцеля (б). Пунктирные кривые соответствуют плотности столкновений Ψ_0

ВРЕМЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Время замедления нейтронов $t_s(u)$ — важнейшая из характеристик процесса нестационарного замедления нейтронов в веществе. Эта величина 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 нейтронов высокой энергии, инжектированного в среду.

Выражение для времени замедления имеет следующий вид:

$$t_s(u) = \tau(0) + t_0(u) + \tau(u). \quad (51)$$

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 $\tau(u)$ 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 $t_0(u)$ определяется следующим выражением:

$$t_0(u) = \int_0^u h(u') \tau(u') \frac{du'}{\xi(u')}. \quad (52)$$

Интеграл в (52) может быть вычислен аналитически. Это возможно вследствие экспоненциального роста с летаргией времени свободного пробега

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

благодаря чему основной вклад в величину интеграла дает окрестность верхнего предела. Поэтому все функции, слабо изменяющиеся с летаргией (по сравнению с экспонентой), могут быть вынесены в (52) за знак интеграла со значением в верхнем пределе:

$$t_0(u) = \frac{2}{\xi(u)} h(u) \tau(u) [1 + 0(e^{-u/2})]. \quad (52')$$

Среды, для которых $\xi(u) \ll 1$ (исключение составляют среды с высоким водородосодержанием), характеризуются совпадением полного времени замедления с временем собственно замедления. Рис. 14 иллюстрирует высокую точность, с которой расчетные значения времен собственно замедления согласуются с экспериментально измеренными величинами (по данным многих исследователей).

Из выражений (51) и (52') 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 не только надтепловых, но и тепловых нейтронов с веществом. Хотя в области тепловых энергий расчеты с использованием формулы (11) 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.

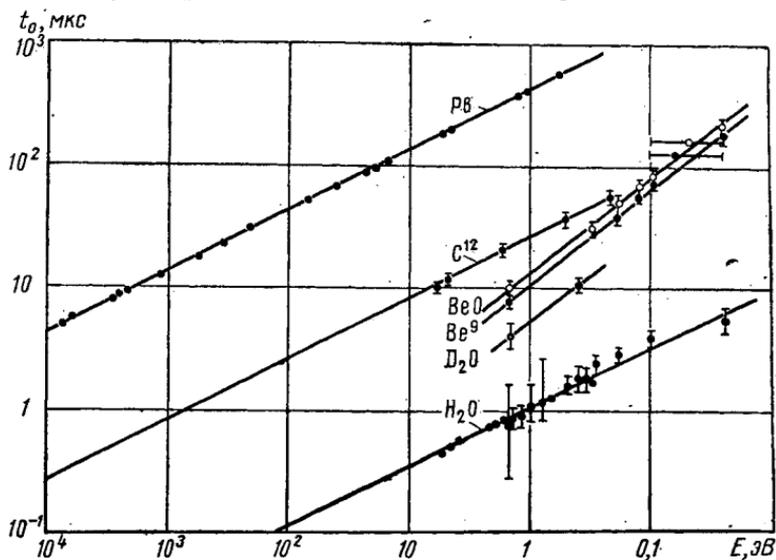


Рис. 14. Зависимость времени собственно замедления t_0 от энергии E нейтронов в различных веществах

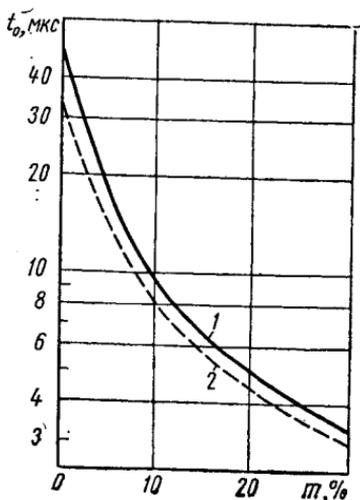


Рис. 15. Зависимость времени замедления нейтронов t_0 до энергии индиевого резонанса 1,5 эВ в песчанике (1) и известняке (2) от пористости m

На рис. 15 приведена зависимость от водородосодержания времени замедления нейтронов с энергией 1,5 эВ в песчанике и известняке.

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

Г Л А В А III

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 изучения этого параметра 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.

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.

ВОЗРАСТ НЕЙТРОНОВ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

Возраст $\tau_s(E_0, E)$ нейтронов с энергией E от 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 :

$$\tau_s(E_0, E) = \frac{1}{6} \overline{R^2}(E_0, E) = \frac{M_{02}(E_0, E)}{6M_{00}(E_0, E)}, \quad (53)$$

где M_{02} и M_{00} — второй и нулевой пространственные моменты функции пространственно-энергетического распределения нейтронов

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

Величина τ_s имеет размерность квадрата длины. 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 $L_s(E_0, E)$, называемой длиной замедления:

$$L_s(E_0, E) = \sqrt{\tau_s(E_0, E)}. \quad (53')$$

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

Формула для возраста нейтронов $\tau_s(E_0, E)$ имеет следующую структуру:

$$\tau_s(E_0, E) = \frac{1}{3} \lambda^2(E_0) + \tau_0(E_0, E) + \overline{\Lambda^2}(E). \quad (54)$$

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 E (так называемая поправка за последний пробег).

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

$$\tau_0(u) = \frac{1}{3} \int_0^u \frac{h(u') \lambda^2(u')}{1 - h(u') \overline{\cos \vartheta}(u') \xi(u')} du'; \quad (54')$$

$$\overline{\Lambda^2} = \frac{1}{3} \lambda(u) \lambda_{tr}(u). \quad (54'')$$

Здесь $h(u)$ — полная вероятность рассеяния; $\overline{\cos \vartheta}(u)$ — 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 (54).

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

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

Поскольку источник «рассеивает» нейтроны изотропно, в выражение (54) 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 водородосодержанием), поэтому вклад поправки за первый пробег в величину возраста может быть весьма существенным.

Второе слагаемое в формуле (54) обобщает фермиевский возраст нейтронов на случай поглощающих сред, последнее слагаемое представляет собой вклад в величину полного возраста того расстояния, которое проходит нейтрон, замедленный до заданной энергии, пока последующее 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 (54) обусловлены движением нейтронов без изменения энергии, то τ_0 дает величину возраста 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. 16).

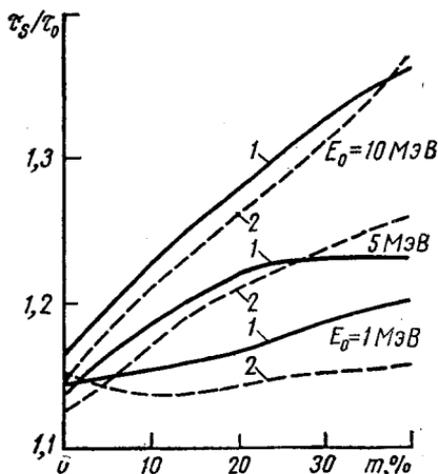


Рис. 16. Зависимость величины отношения полного возраста нейтронов к фермиевскому τ_s/τ_0 от пористости m известняка (1) и кварцевого песчаника (2) при различных начальных энергиях

ВОЗРАСТ НЕЙТРОНОВ ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

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

Возраст нейтронов $\tau_s^*(E)$ полиэнергетического источника

$$\tau_s^*(E) = \frac{M_{02}^*(E)}{6M_{00}^*(E)};$$

где $M_{02}^*(E)$ и $M_{00}^*(E)$ — соответственно второй и нулевой пространственные моменты функции распределения $\Psi_0^*(r, E)$ нейтронов полиэнергетического источника.

Можно показать [62], что для резонансного детектора

$$\tau_s^*(E) = \int_0^{\infty} g(E_0) \tau_s(E_0, E) dE_0. \quad (55)$$

Выступающий интеграл вычисляется по формуле (5). Тогда получаем:

$$\begin{aligned} \tau_s^*(E) &= \sum_{k=1}^n \tau_s(E_{0k}, E) \int_{(E_0)_{k-1}}^{(E_0)_k} g(E_0) dE_0 = \\ &= \sum_{k=1}^n g_k \tau_s(E_{0k}, E). \end{aligned} \quad (55')$$

Для возраста нейтронов полиэнергетического источника имеет место следующее свойство аддитивности:

$$\tau_s^*(E) = \tau_s^*(E_1) + \sum_{k=2}^n \tau_s(E_{k-1} \rightarrow E_k); \quad E_n \equiv E$$

при условии, что $E_1 < E^0$, где E^0 — нижняя граница спектра источника. Этим свойством удобно пользоваться для сокращения объема вычислений при пересчете значений возраста нейтронов с одной конечной энергии замедления (E_n) до другой (E_{n-1}).

Спектральные весовые функции основных полиэнергетических источников (Po—Be, Po—В, Ra—Be, Ри—Be, Ac—Be, U²³⁵) приведены в табл. 3.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВОЗРАСТА НЕЙТРОНОВ

Для горных пород (и других замедлителей сложного изотопного состава) расчетной формулой является выражение (54). Исходные данные для расчета таковы: 1) начальная энергия нейтронов (спектр полиэнергетического источника, определяемый табл. 3) и конечная энергия нейтронов; 2) изотопный состав исследуемой среды и ее плотность; 3) энергетические зависимости нейтронных эффективных сечений; 4) энергетические зависимости средней логарифмической потери энергии и среднего косинуса угла рассеяния (в той области энергий, в которой проявляется эффект дифракционной анизотропии углового распределения нейтронов) для каждого из элементов, входящих в состав среды (за исключением водорода).

Спектры наиболее употребительных нейтронных источников в настоящее время можно считать установленными с удовлетворительной точностью. Конечная энергия нейтронов, как правило, принимается равной энергии основного индийского резонанса ($E=1,46$ эВ) для удобства сравнения результатов расчета с экспериментальными данными (если таковые имеются).

Для точных расчетов необходим тщательный учет резонансов рассеяния. С этой целью зависимость сечения рассеяния от энергии для каждого из элементов, входящих в состав среды, умножается на соответствующую плотность ядер и полученные зависимости $n_{\mu}\sigma_{\mu}(E)$ переносятся на график. При этом шкала энергий переводится в шкалу летаргий; в качестве «начальной» энергии E_0 (в определении летаргии) берется максимальная энергия в спектре источника $(E_0)_{\max}$ (см. рис. 5,17). Суммирование ординат кривых дает зависимость от летаргии полного макроскопического сечения $\lambda^{-1}(u) = \sum_{\mu} n_{\mu}\sigma_{\mu}(u)$. После этого сразу определяются парциальные вероятности рассеяния

$$h_{\mu}(u) = n_{\mu}\sigma_{\mu}(u) / \sum_{\mu} n_{\mu}\sigma_{\mu}(u).$$

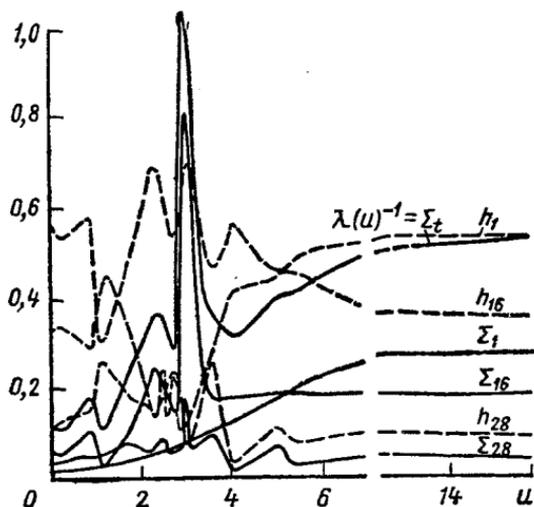


Рис. 17. Иллюстрация расчета макроскопических сечений и парциальных вероятностей рассеяния нейтронов в горной породе (кварцевый песчаник, минералогическая плотность $\rho=2,65$ г/см³, $m=20\%$); цифровые индексы соответствуют массовым числам порообразующих элементов

По найденным значениям $\overline{h^\mu}$ вычисляются и изображаются графически зависимости $\xi(u)$ и $\overline{\cos \vartheta}(u)$:

$$\xi(u) = \sum_{\mu} h_{\mu}(u) \xi_{\mu}(u).$$

При анизотропном рассеянии в системе центра масс величина $\overline{\cos \vartheta}$ вычисляется с учетом угловой анизотропии:

$$\overline{\cos \vartheta}(u) = \sum_{\mu} h_{\mu}(u) B_{1\mu}(u),$$

где $B_{1\mu}(u)$ — первый коэффициент разложения измеренного углового распределения рассеянных нейтронов

$$\sigma(\vartheta, u) = \frac{1}{2} \sigma_t(u) [1 + 3B_1(u) P_1(\mu) + \dots], \quad \vartheta = \arccos \mu.$$

После этого поправки за первый и последний пробег вычисляются сразу. Интервал замедления u_h для каждой начальной энергии E_{0h} будет, естественно, различным: для каждой начальной энергии, соответствующей отдельной спектральной полосе, начало отсчета летаргий сдвигается вправо на величину $\Delta u_h = \ln[(E_0)_{\max}/E_{0h}]$.

Одновременно с полным возрастом нейтронов вычисляется фермиевский, а также величина $\tau_0(u)/\lambda_{\max}$, определяющая границу применимости возрастного приближения. Массовые расчеты возраста нейтронов в горных породах целесообразно выполнять на ЭВМ [79].

Рассмотрим влияние неупругого рассеяния и угловой анизотропии упругого рассеяния на величину возраста нейтронов. Детальный учет неупругого замедления нейтронов и дифракционной анизотропии значительно усложняет расчеты. Поэтому целесообразно оценить влияние неупругого рассеяния и угловой анизотропии на величину возраста нейтронов, а также необходимую точность учета этих эффектов. Ответ на этот вопрос могут дать результаты расчетов зависимости τ_s^* от водородосодержания (пористости) m в кварцевом песчанике для моноэнергетических источников нейтронов $E_0 = 14$ МэВ и $E_0 = 5$ МэВ.

Расчеты выполнены на ЭВМ БЭСМ-2 для следующих физических моделей процесса замедления нейтронов:

- 1) неупругое рассеяние отсутствует, угловая анизотропия упругого рассеяния в системе центра масс учитывается полностью;
- 2) неупругое рассеяние отсутствует, влияние угловой анизотропии на величину средней логарифмической потери энергии не учитывается;

3) неупругое рассеяние отсутствует, угловое распределение рассеянных нейтронов изотропно в системе центра масс (модель столкновения бильярдных шаров);

4) точный расчет (учитывается и неупругое рассеяние, и угловая анизотропия в системе центра масс).

Результаты расчета (рис. 18) позволяют сделать вывод о существенном влиянии этих эффектов на определяемую величину возраста нейтронов. Однако оба эффекта приводят к противоположно направленным и количественно почти одинаковым изменениям τ_s , благодаря чему они в значительной степени компенсируются. Для

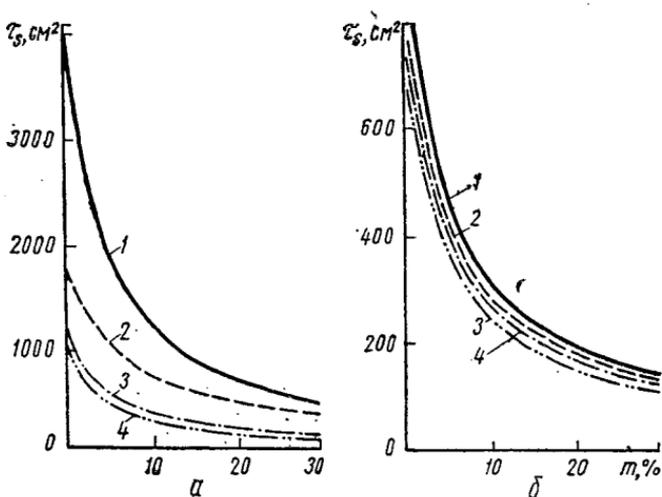


Рис. 18. Зависимость возраста τ_s нейтронов с энергией 1,46 эВ от водородосодержания (пористости) m кварцевого песчаника. Возраст вычислен для различных моделей процесса замедления нейтронов при $E_0 = 14$ МэВ (а) и $E_0 = 5$ МэВ (б). Кривые 1—4 соответствуют различным физическим моделям

нейтронов с начальной энергией $E_0 = 14$ МэВ неупругое рассеяние влияет несколько сильнее, чем угловая анизотропия, и модель биллиардных шаров дает слегка завышенное значение τ_s (кривые 3 и 4 на рис. 18). Для нейтронов с начальной энергией $E_0 = 5$ МэВ наблюдается обратная картина, но в обоих случаях различие не превышает 10%.

При начальных энергиях $E_0 < 2$ МэВ неупругое рассеяние отсутствует, а угловое распределение нейтронов при упругом рассеянии на ядрах породообразующих элементов можно считать сферически симметричным в системе центра масс. Поэтому для упрощения расчетов при $E < 2$ МэВ вполне можно использовать модель биллиардных шаров.

Таким образом, если при расчетах возраста нейтронов погрешность 10—15% считать допустимой, то при $E_0 < 14$ МэВ можно не учитывать неупругое рассеяние, одновременно считая упругое рассеяние изотропным.

**СВЯЗЬ ВОЗРАСТА
И ПЛОЩАДИ МИГРАЦИИ НЕЙТРОНОВ
СО СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ
ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ**

Зависимость величин возраста и площади миграции нейтронов полиэнергетических источников от количественных характеристик их спектров радикально упрощает 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 $\tau(E_0)$ для различных замедлителей в общем сравнительно просты (имеют параболический характер). Пренебрегая тонкой структурой зависимости $\tau(E_0)$, обусловленной резонансами рассеяния, представим эту зависимость соответствующим разложением в окрестности некоторой спектральной линии E^0 :

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

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).

Подставляя (56) в (55), получим:

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

где $\langle E_0 \rangle = \int_0^{\infty} g(E_0) E_0 dE_0$.

$$K = \frac{\langle E_0 \rangle_A - E^0}{\langle E_0 \rangle_B - E^0}. \quad (58)$$

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 и не зависящая от физических свойств вещества.

Наряду со спектральным модулем полезно ввести также 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) $K_\tau(E)$ равна (отклонением зависимости (55) от линейной пренебрегаем):

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

Итак, зная возраст $\tau_B^*(E)$ нейтронов спектра B , величину $\tau^0(E)$ и спектральный модуль K , мы получаем величину возраста $\tau_A^*(E)$. При этом важно отметить, что моноэнергетический возраст $\tau^0(E)$ 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. Величина $\tau^0(E)$ вычисляется по формуле (54).

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 :

$$M_A^2 = M_0^2 + (M_B^2 - M_0^2) K. \quad (61)$$

В последнем выражении K , как и ранее, — спектральный модуль, а M_0^2 — площадь миграции нейтронов моноэнергетического источника с энергией E^0 . При выводе (61) 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 водородосодержанием (вода, нефть, полифенилы и т.д.) при $E \ll E^0$ справедливо неравенство

$$\tau^0(E) \ll \tau^*(E).$$

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 $L^2 \ll \tau^*(E)$ (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 $E^0 = 0,1$ МэВ, справедливо неравенство $E^0 \ll E_0$, так что спектральный модуль равен просто отношению средних энергий спектров:

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

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

Анализ экспериментальных данных, а также теоретический расчет возраста нейтронов для полиэнергетических источников радикально упрощаются, если по величине возраста спектр 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 начальной энергии нейтронов) быстро убывает. Поэтому зависимость полного возраста нейтронов от их начальной энергии определяется лишь фермиевским возрастом $\tau_0(E_0, E)$. Однако эта зависимость очень слаба (логарифмическая), поэтому 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 спектра полиэнергетического источника.

Интересным и практически важным является тот факт, что для водородосодержащих сред (без сильных неупругих замедлителей) равенство (62) выполняется также с весьма малой погрешностью, значительно меньше погрешности измерений. Используя для воды величину $\gamma_2 = 0,16$, полученную по результатам расчета зависимости $\tau(E_0)$ методом Монте-Карло, легко оценить, что для спектра деления U^{235} равенство (64) выполняется с погрешностью всего лишь $0,2 \text{ см}^2$, для Po — Be -источника — $0,5 \text{ см}^2$, 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 целе-

Таблица 5

Возрастные (спектральные) модули нейтронных источников для сред с высоким водородосодержанием

Источник	$\langle E_0 \rangle$, МэВ	τ_s^* (эксперим.), см ²		K	K _τ	
		H ₂ O	C ₁₂ H ₁₀		H ₂ O	C ₁₂ H ₁₀
U ²³⁵	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, в которые введены поправки за толщину конвертора.

** Среднее по экспериментальным данным.

сообразно в первую очередь именно для этих замедлителей. Сравнение приведенных в табл. 5 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 U²³⁵, легко определить, например, возраст нейтронов в различных органических замедлителях.

Хотя по сравнению с водородом кислород является весьма слабым замедлителем, его присутствие в воде заметно влияет на величину возраста нейтронов. Здесь существенны не столько замедляющие, сколько рассеивающие свойства. Если обычную воду заменить водородным газом, обладающим той же плотностью, какую водород имеет в воде, то для моноэнергетического источника с энергией E₀=2 МэВ возраст нейтронов в водородном газе будет равен 41 см², тогда как для того же источника в воде τ_s=24 см². Водородный газ, эквивалентный по величине возраста нейтронов обычной воде, должен иметь плотность протонов в 1,3 раза больше, чем плотность протонов в реальной воде: 41 см² : (1,3)² = 24 см².

Для сред, не содержащих водорода, величина граничного возраста τ⁰ 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* из замедлителей, не содержащих водорода, выбраны 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. 6.

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

Возраст индиевых нейтронов в бериллии (Be), окиси бериллия (BeO), тяжелой воде (D_2O) и графите (C^{12}) (см^2)

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

Продолжение табл. 6

Источник	$\tau_{\text{D}_2\text{O}}^{\circ}=72,1 \text{ см}^2$		$\tau_{\text{C}^{12}}^{\circ}=220 \text{ см}^2$	
	экспериментальный	расчетный	экспериментальный	расчетный
U^{235}	109 ± 3	$107,5 \pm 1,4$	$311 \pm 2,0$	$311 \pm 2,0^*$
$\text{Po}-\text{Be}$	148 ± 3	$148 \pm 3^*$	$414 \pm 5,0$	$413 \pm 2,6$
$\text{Ra}-\text{Be}$	Нет данных	137 ± 2	Нет данных	$382 \pm 3,6$
$\text{Pu}-\text{Be}$	» »	143 ± 3	» »	$400 \pm 4,0$
$\text{Po}-\text{B}$	» »	$125,6 \pm 2$	» »	$357 \pm 3,0$

Примечание. Источники, из которых заимствованы экспериментальные данные, указаны в работах [70, 71].

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

Убедившись в справедливости установленных соотношений для замедлителей с высоким водородосодержанием и для сред, не содержащих водорода, рассмотрим теперь результаты расчетов значений возраста нейтронов для основных полиэнергетических источников в различных средах. В табл. 7 в отдельную группу выделены данные о возрасте нейтронов в смеси тяжелой и легкой воды, которая является однородной смесью двух жидких замедлителей. В обычной воде тяжелой воды D_2O содержится менее 0,02% и ее влиянием на сечения взаимодействия можно пренебречь — «легкая вода» и H_2O в этом случае означает одно и то же. Тяжелая вода, применяемая, например, в ядерных реакторах, содержит более 0,5% H_2O . Поскольку сечение взаимодействия нейтронов с протием намного больше сечения взаимодействия с дейтерием, этим малым разбавлением пренебречь уже нельзя.

Результаты расчета и экспериментальные данные для смеси тяжелой и легкой воды представлены на рис. 19 в координатах

Возраст индусов нейтронов различных полимергетических источников в однородных замедлителях

Замедлитель	τ° , см ²	Источник нейтронов					
		U ²³⁵	Po—Be	Ra—Be	Pu—Be	Po—B	
H ₂ O	5,3	27,4 ± 1,1*	58,6 ± 2,4	49,0 ± 2,0	54,8 ± 2,2	41,3 ± 1,8	
C ₁₂ H ₁₀	12,7	54,6 ± 1,6	102,3 ± 3,5	87,7 ± 2,9	96,6 ± 3,3	76,0 ± 2,5	
C ₁₅ H ₁₆	10,9	43,2 ± 1,8*	80,0 ± 3,9	68,7 ± 3,2	75,5 ± 3,6	59,6 ± 2,7	
C ₁₂ H ₁₀ O _{0,735}	5,7	65,0 ± 1,9	121,4 ± 4,1*	103,7 ± 3,4	114,4 ± 3,9	90,0 ± 3,0	
CH ₂	5,2	23,0 ± 1,0*	49,2 ± 2,2	41,2 ± 1,8	46,0 ± 2	37,4 ± 1,5	
C ₁₂	220	311 ± 2,0*	413 ± 4,3	382 ± 3,6	400 ± 4,0	357 ± 3	
Be ⁹	37,1	82,6 ± 1,9*	134,2 ± 4,0	118,5 ± 3,4	128,0 ± 3,8	105,7 ± 3	
BeO	54,71	93,3 ± 2,5*	137,2 ± 5,4	123,8 ± 4,5	131,9 ± 5	113,0 ± 3,8	
D ₂ O	75	109,3 ± 1,4*	148 ± 3	137 ± 2	143 ± 3	125,6 ± 2	
99,8% D ₂ O + 0,2% H ₂ O	74	109,0 ± 3*	149 ± 6,4	136,7 ± 5,4	144 ± 6	126,3 ± 4,5	
99,4% D ₂ O + 0,6% H ₂ O	73	107,5 ± 1,5	148 ± 3*	135,3 ± 2,5	143,5 ± 3	127,0 ± 2	
99% D ₂ O + 1% H ₂ O	72	107 ± 5*	146 ± 11	134,7 ± 9	144 ± 10	125,0 ± 7,6	
98,4% D ₂ O + 1,6 H ₂ O	70	106 ± 3*	144,5 ± 5,4	134,5 ± 5,4	142 ± 6	124,4 ± 4,5	
95,3% D ₂ O + 4,1% H ₂ O	61	93 ± 3*	129,5 ± 6,4	118,3 ± 5,4	125 ± 6	109,3 ± 4,5	
91,8% D ₂ O + 8,2% H ₂ O	53	78 ± 3*	106,5 ± 6,4	97,8 ± 5,4	103 ± 6	90,8 ± 4,5	
48,6% D ₂ O + 51,4 H ₂ O	13	38,6 ± 1	67,8 ± 2,3	58,8 ± 2	64,2 ± 2	51,7 ± 1,5	
Нефть		29,9	59,3	50,0	55,4	44,1	

* Экспериментальные данные, по которым произведен расчет [71].

$\tau^* = f(V_{H_2O}/V_{H_2O} + V_{D_2O})$. Зависимость для нейтронов спектра деления U^{235} построена по экспериментальным данным, для нейтронов Po—Be-источника получена путем пересчета экспериментальных данных для спектра деления.

Из соотношения (62) вытекает надежный и простой способ определения средней энергии неизвестного спектра быстрых нейтронов, который может быть осуществлен при измерении возраста нейтронов τ_x^* в среде с высоким водородосодержанием¹ и сравнении ее с величиной возраста

τ^* нейтронов известного спектра (т.е. с известной средней энергией $\langle E_0 \rangle$).

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 работе [45] в связи с изучением естественного нейтронного излучения горных пород и минералов в результате (α, n) -реакции. Наряду с длиной релаксации в этой работе приведены значения возраста нейтронов в воде. По этим данным, а также по величине возраста нейтронов спектра

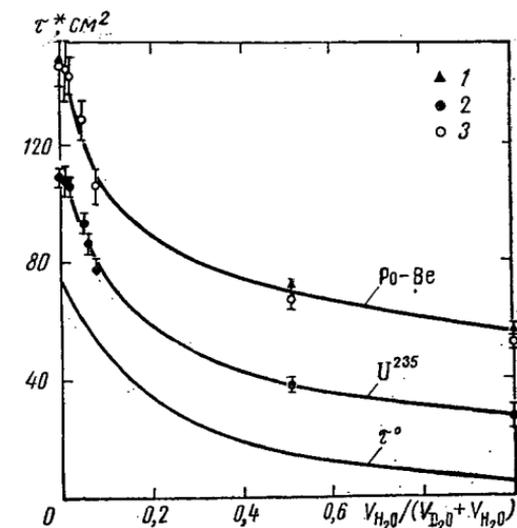


Рис. 19. Возраст индиевых нейтронов Po—Be-источника и спектра деления U^{235} и граничный возраст τ^0 ($E_0=0,1$ МэВ) в смеси легкой и тяжелой воды

1 — Po—Be-источник (эксперимент); 2 — спектр деления (эксперимент); 3 — Po—Be-источник (вычислено по данным для спектра деления)

деления, измеренной с высокой точностью, по формуле (65) были определены величины $\langle E_0 \rangle$ радоновых источников (с учетом возможной погрешности измерения возраста) [45]. Соответствующие данные приведены в табл. 8 вместе с результатами определения по приближенной методике.

Описанный способ определения средней энергии может быть применен для изучения трансформации (смягчения) спектра быстрых нейтронов источника, окруженного слоями различных (например, металлических) фильтров.

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

Средние энергии спектров радоновых источников

Источник	τ^* , см ²	$\langle E_0 \rangle$, МэВ [45]	$\langle E_0 \rangle$, 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

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 различными спектрами. Получаемые при этом функции распределения нейтронов столь различны, что не возникало предположений 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 (34), 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)

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

где $K_\tau(E)$ — возрастной модуль спектра A относительно спектра B .

Подставляя это соотношение в (34), получаем

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

Аналогичное соотношение устанавливается в рамках возрастного приближения, справедливого на малых расстояниях (если пренебречь незначительным отличием возрастных модулей, опре-

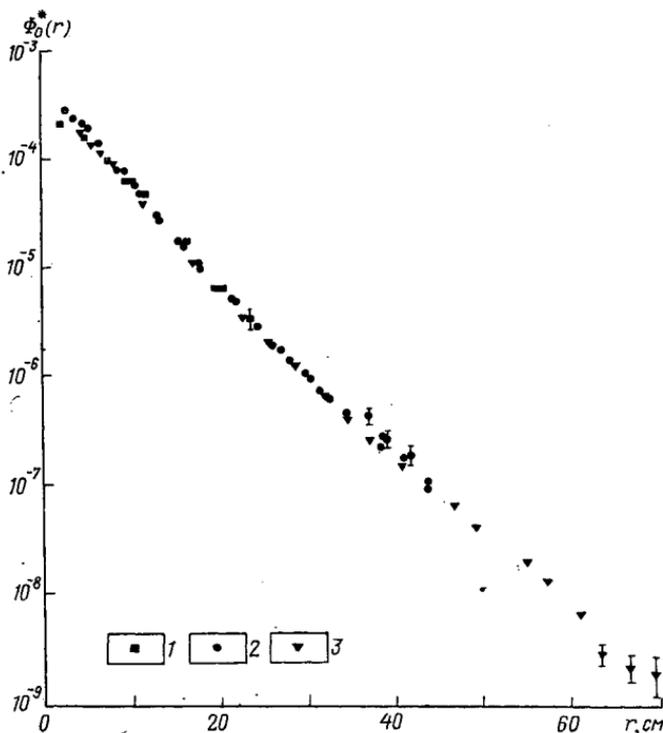


Рис. 20. Пространственные распределения индиевых нейтронов ($E=1,46$ эВ) в воде для полиэнергетических источников с различными спектрами, пересчитанные на спектр Po—Be-источника (приведено к источнику единичной мощности)

1 — Po—Be; 2 — Ra—Be; 3 — U^{235}

деляемых по фермиевскому и полному возрасту нейтронов). Следовательно, соотношение (66) справедливо на любых расстояниях от источника.

Таким образом, существует весьма простое подобное преобразование, 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).

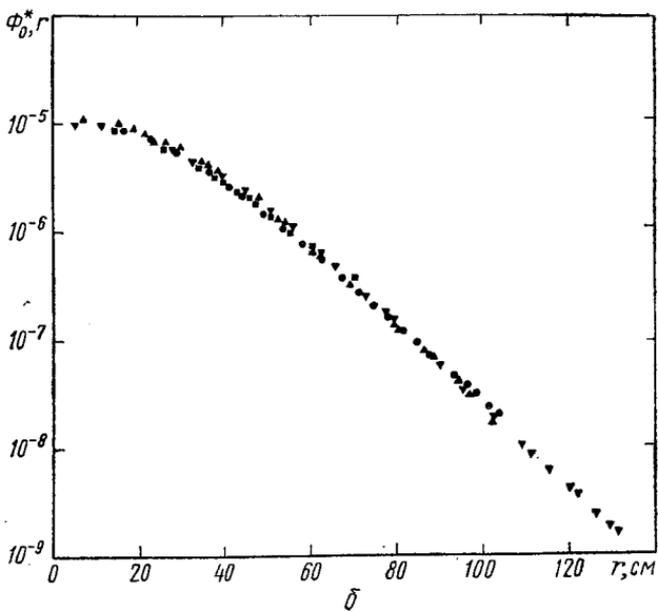
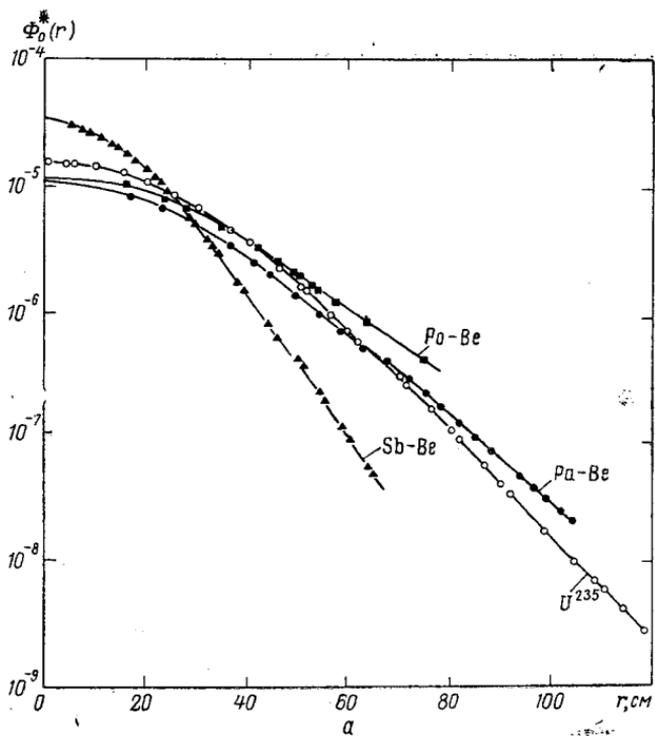


Рис. 21. Пространственные распределения индиевых нейтронов в графите для различных полиэнергетических источников (а) и те же распределения, пересчитанные на спектр Ra-Be-источника (б)

На рис. 20 приведены результаты измерений пространственного распределения индиевых нейтронов от различных полиэнергетических источников в воде, пересчитанные по правилу (66) на спектр Po—Be-источника, а также экспериментальные данные для этого источника, полученные А. В. Золотовым и Д. И. Лейпунской с сотрудниками. На рис. 21 приведены полученные экспериментально пространственные распределения индиевых нейтронов источника спектра деления U^{235} , Po—Be-источника, Ra—Be-источника, Sb—Be в графите плотностью $\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$ [73] и пересчитанные на спектр Ra—Be-источника. Обратим внимание, что погрешность пересчета не превосходит 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).

ДЛИНА И ВРЕМЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ПОРОДОБРАЗУЮЩИХ МИНЕРАЛАХ

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

Здесь мы приведем результаты численных расчетов длины замедления нейтронов Po—Be-источника и времени замедления нейтронов до энергии индиевого резонанса (1,46 эВ). Эти данные (табл. 19, рис. 22) показывают, что величины указанных параметров в пределах даже одного класса изменяются в весьма широких пределах. Конечно, объединенные в одну группу по петрографическим признакам минералы сильно отличаются 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. 10 приведены характеристики некоторых представителей двух классов минералов, отличающихся при одинаковом элементном составе количеством химически связанного водорода.

Обращает на себя внимание тот факт, что ряд водородосодержащих минералов 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.

Таблица 9

Нейтронные параметры минералов различных классов

1 Минерал	2 Формула	3 ρ , г/см ³	4 t_0 , мкс	5 L_s , см	6 $D \cdot 10^{-5}$, см ² /с.	7 τ , мкс	8 L_d , см
Ашарит		2,65	0,9	8	0,074	0,32	0,05
Гидроборатит	$MgHBO_3$	2,17	0,6	6,5	0,073	0,32	0,05
Борацит	$MgCaB_5O_{11} \cdot 6H_2O$	2,95	2,0	15,2	0,045	0,19	0,03
Пирролизит	$Mg_3B_7O_{13}Cl$	4,85	38	21	1,38	10	1,2
Рутил	TiO_2	4,25	34,3	22,7	1,91	24,5	2,6
Магнетит	Fe_3O_4	5,05	26	22,5	1,48	46	2,6
Диаспор	$Al(OH)_3$	3,4	1,9	6	1,4	238	5,8
Опал	$SiO_2 + 1\% H_2O$	1,5	19	20,8	3,8	1140	21,1
Опал	$SiO_2 + 5\% H_2O$	1,9	7	15,6	3,74	914	19
Гидраргиллит	$Al(OH)_3$	2,35	1,1	5,7	1,13	205	4,8
Касситерит	SnO_2	6,9	47	26,0	3,16	273	9,3
Кераргирит	$AgCl$	5,55	44,6	53,5	0,4	2	0,3
Лимонит	$Fe_2O_3 \cdot H_2O$	3,75	2,2	7,5	1,24	62	2,8
Браунит	Mn_2O_3	4,95	43,6	23,4	1,38	9	1,1
Гематит	Fe_2O_3	5,15	24,6	21,2	1,46	47	2,6
Корунд	Al_2O_3	4,0	33,4	21,5	2,99	419	11,2
Флюорит	CaF_2	3,18	65,5	35,6	4,1	428	13,3
Карналлит	$KCl \cdot MgCl_2 \cdot 6H_2O$	1,6	1,4	8,5	0,95	13	1,1
Сильвин	KCl	1,98	60	106,5	1,39	9	1,1
Галит	$NaCl$	2,15	32,3	47,0	0,94	6	0,93
Церуссит	$PbCO_3$	6,5	36,5	24,6	2,68	1796	22
Родохрозит	$MnCO_3$	3,65	32,5	21,2	1,83	19	1,8
Сидерит	$FeCO_3$	3,9	21,5	19,2	1,79	89	4
Магнезит	$MgCO_3$	3,0	23,8	18,9	2,51	3360	29

Минерал	Формула	ρ , г/см ³	t_0 , мкс	L_3 , см	$D \cdot 10^{-5}$, см ² /с	τ , мкс	L_d , см*
Галенит	PbS	7,5	297	85,0	4,57	364	12,9
Кобальтин	CoAsS	6,25	70	32,3	0,89	5	0,7
Ковеллин	CuS	4,63	56,5	57,1	3,07	37	3,39
Борнит	Cu ₅ FeS ₄	4,95	99,3	49,3	2,58	34	3,0
Пирит	FeS ₂	5,05	78,3	53,8	2,62	51	3,7
Халькопирит	CuFeS ₂	4,2	99,2	55,3	2,92	46	3,7
Сфалерит	ZnS	3,8	254	84,9	7,47	123	9,6
Молибденит	MoS ₂	4,9	242	75,9	4,78	72	5,9
Барит	BaSO ₄	4,5	53,0	31,5	3,5	236	9,1
Киноварь	HgS	8,1	71,0	67,8	0,0074	0,6	0,086
Целестин	SrSO ₄	3,95	47,6	26,8	2,75	201	7,5
Англезит	PbSO ₄	6,25	48,4	28,5	2,5	555	11,8
Гипс	CaSO ₄ · 2H ₂ O	2,32	1,89	7,7	1,64	250	6,4
Мирабилит	Na ₂ SO ₄ · 10H ₂ O	1,48	1,26	6,7	1,2	202	4,9
Натриевая селитра	NaNO ₃	2,26	25,9	23,4	2,67	118	5,4
Калиевая селитра	KNO ₃	1,99	36,0	31,3	3,4	100	3,85
Каолинит	Al ₂ (OH) ₄ Si ₂ O ₆	2,6	2,50	7,9	3,3	107	6,0
Мусковит	KAl ₂ (OH) ₂ AlSi ₃ O ₁₀	2,9	6,72	12	2,8	270	8,8
Форстерит	MgSiO ₄	3,3	23,6	20,9	3,1	1253	19,6
Фаялит	Fe ₂ SiO ₄	3,5	37,0	29,8	2,4	84	14,4
Анортит	Ca(Al ₂ Si ₂ O ₈)	2,76	48,8	32,3	4,27	659	16,8
Ортоклаз	K(AlSi ₃ O ₈)	2,58	51,0	33,5	4,55	314	12,0
Альбит	Na(AlSi ₃ O ₈)	2,61	46,3	28,1	4,14	645	16,4
Нефелин	Na(AlSiO ₄)	2,56	48,6	30,6	4,2	480	14,2
Фторопацит	Ca ₂ (PO ₄) ₂ Fe	3,20	47,5	29,8	3,4	431	12,0

Длина и время замедления нейтронов в минералах двух классов с различным содержанием химически связанной воды

Параметры	Окислы			Сульфаты		
	корунд Al_2O_3	диаспор $HAlO_2$	гидрагиллит $Al(OH)_3$	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

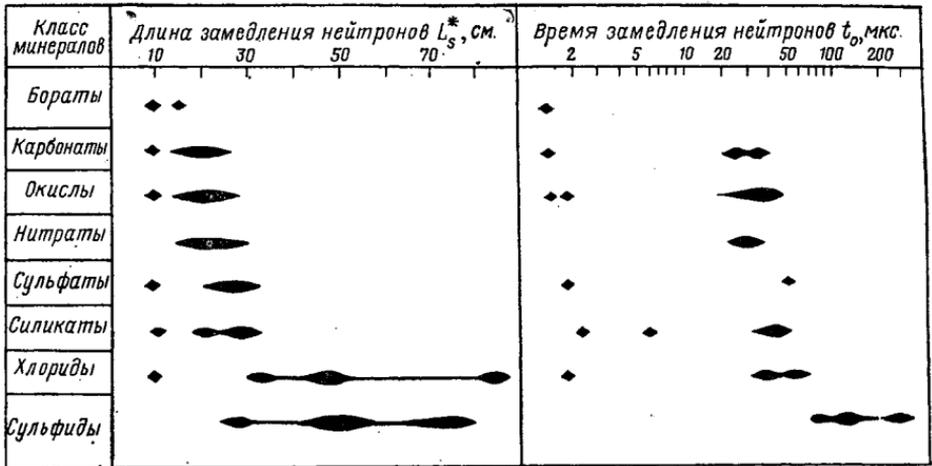


Рис. 22. Диапазоны изменения параметров замедления нейтронов в породообразующих минералах различных классов

ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В УГЛЕВОДОДАХ

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 всего лишь двух типов: протонов и ядер углерода (иногда также кислорода). Анализ формулы полного возраста нейтронов позволяет сделать вывод о нецелесообразности специального расчета возраста нейтронов для каждого конкретного соединения,

поскольку нетрудно получить 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 соединения и его плотности, см^{-3} .

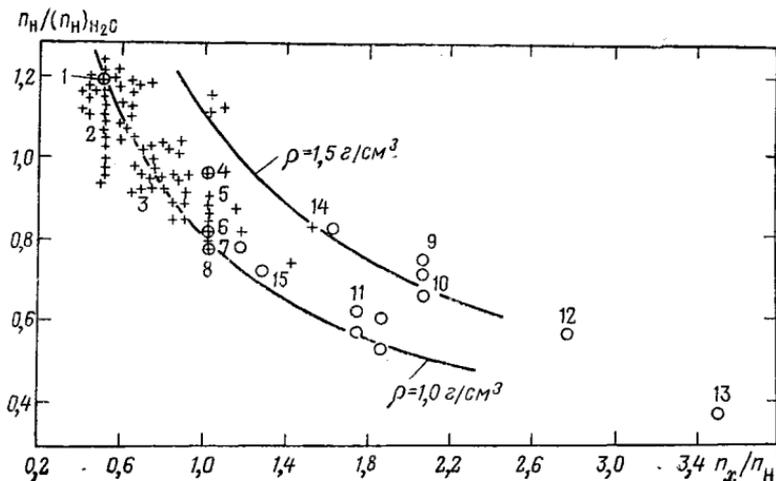


Рис. 23. Зависимость плотности протонов n_H в углеводородных соединениях (по отношению к плотности протонов в H_2O) типа $C_x(H_2O)_y$ и $C_xH_yO_z$ от отношения числа неводородных атомов n_x к числу атомов водорода n_H в молекуле соединения

1 — вода; 2 — метиловый спирт; 3 — ацетон; 4 — молочная кислота; 5 — диметилфталат; 6 — уксусная кислота; 7 — бензин; 8 — уксусный ангидрит; 9 — галловая кислота; 10 — малениновая кислота; 11 — фурфурол; 12 — фталевый ангидрит; 13 — малениновый ангидрит; 14 — пирогаллол; 15 — акриловая кислота. Крестиком отмечены жидкости

На рис. 23 показана зависимость плотности протонов в углеводородных соединениях n_H от величины отношения числа неводородных атомов n_x к числу атомов водорода в молекуле соединения. Из него видно, что в практически интересной области не имеется групп жидких или твердых соединений, обладающих одинаковой плотностью протонов и отношением n_x/n_H .

Порог неупругого рассеяния нейтронов на углероде (около 4,4 МэВ) превышает среднюю энергию спектра основных полиэнергетических источников, поэтому при расчетах неупругое рассеяние нейтронов на углероде можно не учитывать, поскольку это приводит к погрешности $\delta \tau_s$, входящей в величину результирующего возраста τ_s с малым весом; этой погрешностью можно пренебречь. Для учета дифракционной анизотропии углового распределения нейтронов, рассеянных на углероде, в расчетах целесообразно ис-

пользовать величины среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \theta}$, определяемые по экспериментальным данным.

Расчет возраста нейтронов τ_s^* полиэнергетических источников в средах с высоким водородосодержанием (без сильных неупругих замедлителей) упрощается возможностью монохроматизации спектров этих источников. На рис. 24 показано семейство вычисленных зависимостей (67) для основных полиэнергетических источников нейтронов ($E=1,46$ эВ). Имеющиеся экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами выполненных расчетов.

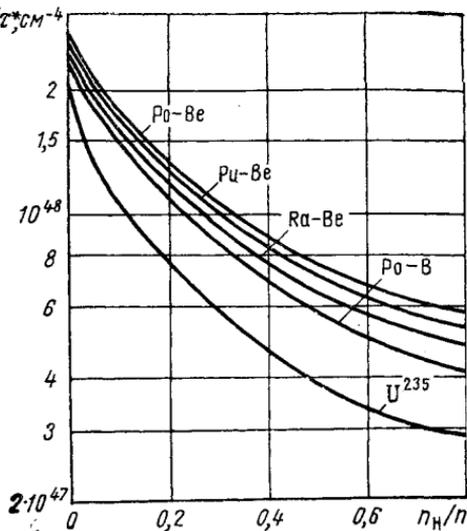


Рис. 24. Универсальная зависимость для определения возраста индиферентных нейтронов полиэнергетических источников в углеводородах

ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Расчеты длины замедления нейтронов различных источников (моноэнергетических и полиэнергетических) в горных породах проводились многими исследователями. Наибольшие расхождения расчетных значений τ_s^* наблюдаются в области малых водородосодержаний, где существенную роль играет неупругое рассеяние.

На рис. 25 приведены рассчитанные по описанной выше методике зависимости длины замедления от водородосодержания (пористости) осадочных горных пород для основных полиэнергетических источников. Расчеты выполнены для кварцевого песчаника ($\rho=2,65$ г/см³), известняка ($\rho=2,73$ г/см³), доломита ($\rho=2,90$ г/см³), ангидрита ($\rho=2,83$ г/см³) различной пористости ($0 \leq m \leq 30\%$) в предположении полного насыщения порового пространства водой или дегазированной нефтью. Оба этих жидких минерала имеют практически одинаковые замедляющие свойства, различаясь лишь тем, что в состав нефти (и попутных газов) не входит кислород. Если, например, два пласта песчаника с одинаковой пористостью (35%) насыщены соответственно нефтью и водой, то нефтеносный пласт будет содержать 75% кислорода по отношению к тому количеству, которое присутствует в водоносном. Исползованные в расчетах спектральные весовые функции источников приведены в табл. 3. Конечная энергия нейтронов принята равной 1,46 эВ.

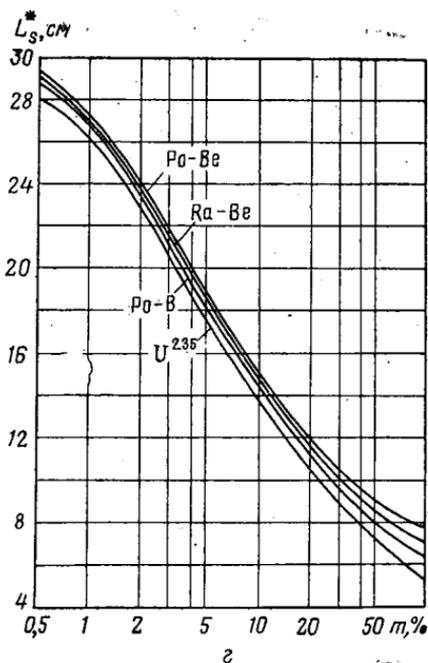
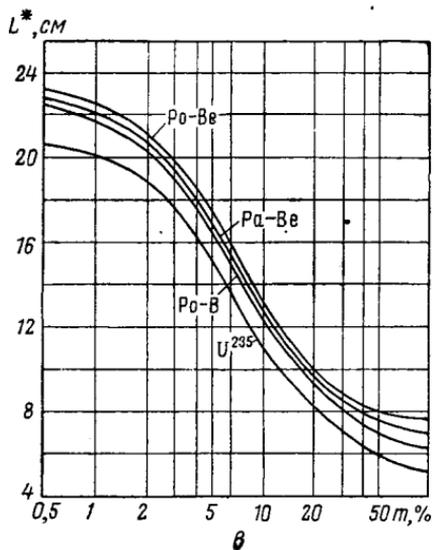
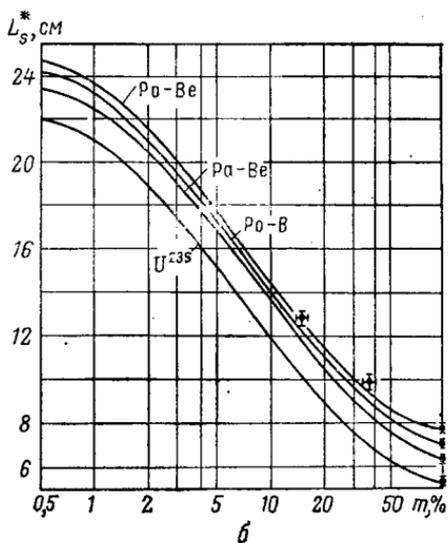
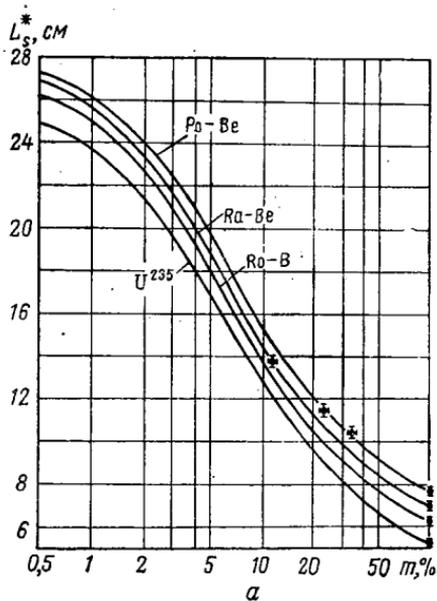


Рис. 25. Зависимость длины замедления нейтронов L_s^* от пористости горных пород m (для различных полиэнергетических источников):
 a — кварцевый песок; b — известняк; v — доломит; z — ангидрит

На рис. 25, а, б приведены также имеющиеся экспериментальные данные по определению длины замедления индивидных нейтронов некоторых полиэнергетических источников в песчанике и известняке. Результат измерений L_s^* из работы Дж. Титтмана для сухого насыпного кварцевого песка пересчитан по подобию на случай песчаника реальной плотности (источник Ra—Be). Длина замедления нейтронов Ra—Be-источника в блочном поликристаллическом известняке также измерена Дж. Титтманом. Значения L_s^* в песчанике при $m=11\pm 2\%$, $22\pm 2\%$ и $33\pm 2\%$ ($L_s^*=10,5$ см) определены в работе (104) для Pu—Be-источника. Значение $L_s^*=10,5$ см в песчанике при $m=33\%$ получено О. Нагелем (источник Ra—Be). При пористостях $m=16$ и 37% длина замедления нейтронов в песчанике и известняке для нейтронов Po—Be-источника измерена В. В. Миллером и В. А. Барышевым на моделях Нижневолжского научно-исследовательского института геологии и геофизики.

В пределах экспериментальных погрешностей между измеренными и расчетными величинами отмечается удовлетворительное согласие. Полученное Дж. Титтманом значение длины замедления нейтронов в чистом известняке является заниженным. Дело в том, что в среде, не содержащей водорода (или содержащей его в очень малом количестве), области измеренных расстояний, определяемой размерами модели, оказывается недостаточно для определения вклада больших расстояний в величину полного возраста нейтронов. Из-за слабо пространственного изменения функции распределения нейтронов в слабо замедляющих средах этот вклад весьма значителен. По углу наклона функции $\lg\Phi_0^*=f(r)^2$ определяется не полный возраст, а величина, приближенно равная среднему по спектру источника фермиевскому возрасту. Разница между ними составляет примерно 10—12%. Внесение соответствующей поправки в измеренное значение τ_s^* приводит к хорошему согласию исправленного значения длины замедления с расчетным.

Общей закономерностью для всех осадочных горных пород является наиболее сильное влияние изменения водородосодержания на величину длины замедления нейтронов в области малых значений пористости. Значения длины замедления нейтронов для источников с разными спектрами различны, что является следствием существенной зависимости величины τ_s от начальной энергии нейтронов. Эта зависимость очевидна и определяется главным образом законом уменьшения сечения взаимодействия с увеличением энергии нейтронов. Для осадочных горных пород зависимость $L_s(E_0)$ носит универсальный характер: с увеличением начальной энергии нейтронов длина замедления нейтронов возрастает. Если при низком водородосодержании относительное изменение длины замедления нейтронов с изменением спектра источника невелико и им можно пренебречь, то с повышением водородосодержания это различие возрастает.

Большое влияние на нейтронные свойства горных пород оказывает химический состав скелета. Приведенные данные свидетельствуют, в частности, о том, что степень влияния изменения химического состава зависит от величины водородосодержания. При некоторой пористости породам различного химического состава может соответствовать одна и та же длина замедления нейтронов. Например, плотные доломиты и известняки не различаются по величине длины замедления нейтронов и, следовательно, не мо-

гут быть дифференцированы нейтрон-нейтронным методом, поскольку пространственно-энергетическое распределение замедленных нейтронов в таких средах совпадает.

Обсуждаемые зависимости соответствуют так называемому теоретическому составу горных пород. В реальных породах в различных количествах присутствуют также окиси алюминия, железа,

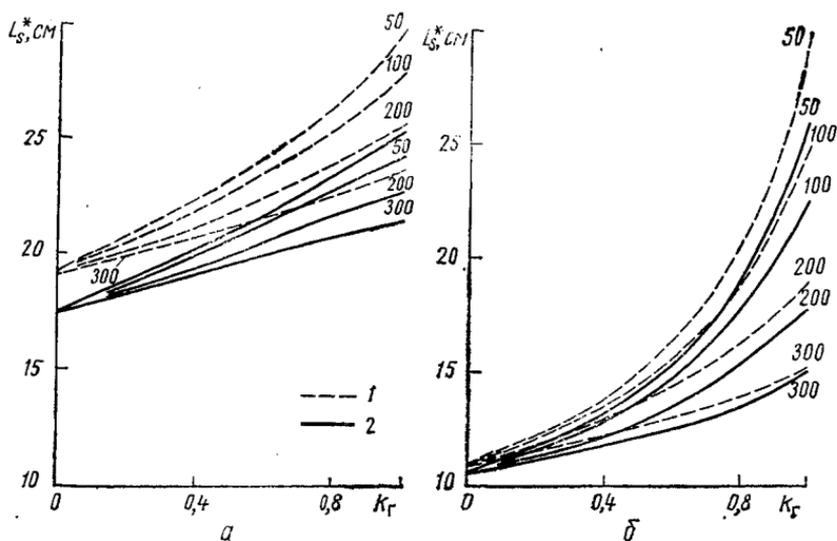


Рис. 26. Зависимость длины замедления нейтронов L_s^* Po—Be-источника в песчанике от газонасыщенности k_g в пластах различной пористости и при различном давлении газа p (шифр кривых в кг/см²)
 $a - \kappa_{II} = 5\%$; $b - \kappa_{II} = 20\%$; 1 — песчаник; 2 — известняк

титана и других элементов. Имеются, кроме того, переходные разности пород (доломитизированные известняки, известковистые песчаники и т. д.). Наличие примесей тяжелых элементов, обладающих сравнимыми величинами сечений и малой замедляющей способностью при упругом рассеянии, может привести к некоторому увеличению роли неупругого рассеяния в процессе замедления нейтронов и уменьшению 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. 26 приведены зависимости длины замедления нейтронов Po—Be-источника от коэффициента газонасыщенности k_g 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 ($k_T < 0,2$) очень низка. С увеличением пористости и уменьшением давления газа разрешающая способность нейтронных методов по газонасыщенности резко возрастает. Общей закономерностью является увеличение показаний с увеличением коэффициента газонасыщенности при измерениях большими зондами. При высокой пористости изменение химического состава скелета горных пород не препятствует количественному определению газонасыщенности: при малых пористостях это обстоятельство необходимо учитывать.

ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В НЕФТЕНОСНЫХ И ВОДОНОСНЫХ КОЛЛЕКТОРАХ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ¹

Для изучения вопроса о влиянии глубинных факторов на величину L_s^* необходимо выбрать соответствующие модели геологических сред. Предполагается, что на больших глубинах перспективными в отношении нефтегазонасыщенности являются коллекторы с преимущественно трещинной и трещинно-кавернозной пористостью. При вычислениях в качестве моделей коллектора были использованы кварцевый песчаник и известняк с плотностью соответственно 2,65 и 2,72 г/см³ и пористостью от 1 до 40%. Поры (трещины) коллектора были полностью насыщены флюидом.

Моделью пластовой нефти служила смесь углеводородов с эмпирической формулой $C_{9,98}H_{20,3}$. Эта смесь имитирует легкую нефть, которая на больших глубинах может находиться в нефтеконденсатном состоянии. Плотность пластовой нефти существенно зависит от термодинамических условий залегания и от газонасыщенности, возрастающей с глубиной. Под воздействием этих факторов плотность нефти с глубиной быстро убывает, приближаясь к плотности термически устойчивой смеси метана и его гомологов, примерно отвечающих по составу ископаемому жирному газу. Исходя из этой модели, были проэкстраполированы фактические данные о плотности легкой нефти Внутренней зоны Предкарпатского прогиба (по Ю. Г. Филясу) на глубину от 4 до 15 км в двух вариантах, отвечающих пониженной ρ_1 и повышенной ρ_2 плотности нефти (отражающих различную степень газонасыщения) (табл. 11).

Начиная с глубины 1—2 км водоносные коллекторы почти повсеместно насыщены рассолами, минерализация которых достигает 450 г/л и выше. В общем количестве растворенных солей на долю NaCl приходится примерно от 70 до 95 вес. %. Поэтому в качестве расчетной модели пластовой воды выбран водный раствор NaCl, концентрация которого изменялась в пределах от 0

¹ Материал для этого раздела подготовлен И. А. Козачком и Я.-М. Е. Ризником.

Изменение плотности (г/см^3) нефти с глубиной H (экстраполированные данные)

H , км	0	1	2	3	4	6	8	10	15
ρ_1	0,760	0,685	0,670	0,635	0,590	0,470	0,437	0,433	0,431
ρ_2	0,760	0,685	0,670	0,635	0,600	0,507	0,475	0,472	0,470

до 30 вес. %. Для учета тенденции возрастания минерализации пластовой воды $C_{\text{п}}$ с глубиной была принята модель $C_{\text{п}} \approx 50[1 - \exp(-0,067H)]$.

Существенное влияние на величину L_s^* оказывает изменение плотности флюида, обусловленное повышением термодинамических параметров. Изменение концентрации водно-солевого раствора

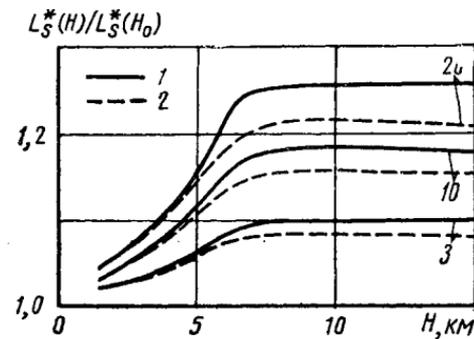


Рис. 27. Зависимость длины замедления нейтронов L_s^* в нефти и нефтенасыщенном известняке от глубины H

1 — нефть пониженной плотности; 2 — нефть повышенной плотности. Шифр кривых — пористость (объемная нефтенасыщенность) в %

практически не влияет на зависимость относительной длины замедления нейтронов от плотности песчаника при различных значениях пористости. Под влиянием глубинных факторов (повышение температуры, давления, плотности пород, изменение физико-химических свойств флюидов) длина замедления нейтронов в водоносных и нефтеносных коллекторах фиксированной пористости с увеличением глубины их залегания растет. На глубине 15 км относительное увеличение L_s^* в коллекторах с пористостью 20% может достигать 17% для водоносных пород и 26% — для нефтеносных. Степень влияния термодинамических параметров на величину L_s^* в коллекторах находится в прямой зависимости от их общей пористости (рис. 27). В малопористом коллекторе с объемным флюидонасыщением 3% относительное изменение L_s^* даже за счет тех давлений и температур, которые соответствуют глубинам около 15 км, не превышает 8—10%.

Для водоносных коллекторов влияние термодинамических факторов усиливается при одновременном увеличении $C_{\text{п}}$. Например, на глубине 15 км при совместном действии указанных факторов увеличение L_s^* в 30%-ном растворе NaCl, а также в насыщенных им породах пористостью 3 и 20% достигает соответственно 37, 8 и 17%.

Влияние повышающейся с глубиной минерализации проявляется в несколько раз слабее, чем повышенных давлений и температур на соответствующих глубинах. На глубине 15 км в 30%-ном растворе NaCl и в насыщенном им песчаном коллекторе пористостью 3 и 20% относительное увеличение L_s^* , обусловленное лишь повышенным содержанием соли, не превышает соответственно 10, 2 и 4% (что примерно в четыре раза слабее суммарного влияния рассмотренных факторов).

Относительные изменения L_s^* в нефтеносных коллекторах и породах, насыщенных пресной и минерализованной водой, по характеру существенно различаются. Если в породах градиент возрастания L_s^* довольно медленно изменяется с глубиной, то в нефтеносных коллекторах наблюдается противоположная картина. В породах величина L_s^* резко возрастает в начальном интервале глубин до 6—7 км, после чего почти не меняется до глубин порядка 15 км. Для коллекторов пористостью 3 и 20%, насыщенных нефтью пониженной плотности, величина L_s^* на глубине 7 км возрастает примерно на 10 и 26% соответственно. При увеличении глубины до 15 км ее относительное изменение не превышает 0,5%. В нефтеносных коллекторах величина L_s^* подвержена влиянию высоких давлений и температур более сильно (особенно в интервале глубин 3—7 км), чем в породах такой же пористости, насыщенных пресной и высокоминерализованной водой с концентрацией солей до 30%.

Длина замедления нейтронов в коллекторе уменьшается с увеличением плотности его скелета. Максимальное относительное изменение L_s^* достигает примерно 9% в породах с пористостью 1% при изменении их плотности от 2,6 до 2,9 г/см³.

Повышение температуры, минерализации и газонасыщенности флюидов увеличивает L_s^* , а возрастание пластового давления и плотности — уменьшает, что приводит к частичной компенсации этих эффектов. Следует ожидать, что влияние глубинных факторов в целом на показание ННМт менее значительно, чем на результаты измерений другими промыслово-геофизическими методами (например, электрическими). Проведенный анализ позволяет отнести ННМ к числу наиболее перспективных методов изучения коллекторов в глубоких, сверхглубоких и парогидротермальных скважинах.

ГЛАВА IV

ДИФфуЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И ДИФфуЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРНЫХ ПОРОД

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

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

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 совпадает с максвелловским, однако соответствующие температуры уже не совпадают с обычной термодинамической температурой T . Различие температур является следствием квантово-механического 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 независимо от природы сил связи величина T_n совпадает с T , 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:

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

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

$$\Sigma_a(E, T) = \frac{\rho(T)}{\rho_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T_0) \sigma_{a\mu}(E, T)$$

(суммирование проводится по всем элементам смеси); $\rho_0 = \rho(T_0)$; $T_0 = 293^\circ \text{C}$; $W(E', \omega' | E, \omega, T)$ — индикатриса рассеяния тепловых нейтронов

$$W(E', \omega' | E, \omega; T) = \frac{\rho(T)}{\rho_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T_0) \sigma_{s\mu}(E, T) W_{s\mu}(E', \omega' | E, \omega; T),$$

нормированная условием

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

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния

$$\Sigma_s(E, T) = \frac{\rho(T)}{\rho_0} \sum_{\mu} n_{\mu}(T_0) \sigma_{s\mu}(E, T),$$

$Q(x)$ — 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 формы спектра тепловых нейтронов от максвелловской определяется в основном не параметрами индивидуального взаимодействия, а соотношением поглощающих и рассеивающих свойств среды. Поэтому 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 $M(E, T_n)$: $\psi(E, T) = f(E, T)/M(E, T_n)$.

Раскладывая $f(E', T)$ в подынтегральном выражении (72) в ряд Тейлора, используя принцип детального равновесия и выражения для энергетических моментов индикатрисы рассеяния, получаемой в модели тяжелого одноатомного газа [20], вместо (70) имеем 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 $\alpha = \Sigma_a/\xi\Sigma > 0$. Это уравнение определяет вырожденную гипергеометрическую функцию:

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

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

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

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 при отсутствии поглощения, когда $\alpha=0$) не существует. Если сечения захвата и рассеяния постоянны или одинаково зависят от энергии, то параметр α может быть опре-

делен из измерений спектра надтепловых нейтронов, а также из измерений эффективной температуры спектра тепловых нейтронов (см. ниже).

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

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

где

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

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 нейтронов линейно зависит от величины параметра α .

Поскольку время замедления нейтронов

$$t_0 = \frac{2}{v \xi \Sigma}$$

и время их жизни относительно поглощения

$$\tau = \frac{1}{v \Sigma_a},$$

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 k и на диапазон изменения параметра α , для которого справедливо установленное соотношение. Как характеристика горных пород температура нейтронов будет рассмотрена ниже.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Применяя к уравнению (71) метод сферических гармоник в P_1 -приближении, учитывая (70) и выполняя интегрирование по углам и энергиям, получим [64]:

$$\left(\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Sigma}_a(T) - \bar{\mathcal{D}}(T) \nabla^2 \right) \Phi_0(\mathbf{r}, t; T) = Q(\mathbf{r}, t; T). \quad (75)$$

Это уравнение совпадает с уравнением диффузии, коэффициенты в котором определяются следующим образом:

$$\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle = \int \frac{1}{v} M(E, T_n) dE; \quad (76)$$

$$\bar{\Sigma}_a(T) = \int \Sigma_a(E, T) M(E, T_n) dE; \quad (77)$$

$$\bar{\mathcal{D}}(T) = \int \mathcal{D}(E, T) M_1(E, T_n) dE; \quad (78)$$

$\mathcal{D}(E, T) = \frac{1}{3} \lambda_{tr}(E, T)$ — коэффициент диффузии для плотности потока; λ_{tr} — длина переноса или транспортная длина свободного пробега тепловых нейтронов при температуре T :

$$\lambda_{tr}(E, T) = \{\Sigma_a(E, T) + [1 - \overline{\cos \vartheta}(E, T)] \Sigma_s(E, T)\}^{-1}.$$

Следовательно, коэффициент диффузии тепловых нейтронов зависит не только от рассеивающих, но и от поглощающих свойств среды. Однако, как мы увидим ниже, эта зависимость слаба, поскольку при сильном поглощении само уравнение (75) становится неприменимым (в силу неприменимости закона Фика), и коэффициент диффузии теряет физический смысл.

Принимая, что сечение поглощения $\Sigma_a(E)$ изменяется с энергией нейтронов по закону $1/v$, имеем

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_a(T) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\rho_0} \rho(T) \Sigma_a(T) \left(\frac{T_n}{T_0} \right)^{1/2}; \\ \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\rho_0} \left(\frac{T_0}{T_n} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Уравнение (75), записанное относительно плотности нейтронов $N = N(\mathbf{r}, t)$, принимает следующий вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{\tau} N - D \nabla^2 N = Q, \quad (79)$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\rho(T)}{\rho_0} \bar{\Sigma}_a(T) \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle^{-1}. \quad (80)$$

Величина τ , которая есть не что иное, как время жизни тепловых нейтронов, зависит от температуры среды только через плотность ρ (в случае $\Sigma_a \sim 1/v$).

Коэффициент диффузии для плотности нейтронов

$$D \equiv D(T) = \frac{\rho_0}{\rho(T)} \bar{\mathcal{D}} \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle^{-1}. \quad (81)$$

Методы расчета диффузионных характеристик горных пород рассматриваются ниже.

Из свойств уравнения (79) вытекают общие закономерности процесса нестационарной диффузии тепловых нейтронов, справедливые независимо от конкретной геометрии измерений.

Поле тепловых нейтронов, возникающее в среде после выключения импульсного источника, описывается однородным уравнением (79), которое удобно записать в виде

$$\alpha \equiv -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\tau} - D \left(\frac{1}{N} \nabla^2 N \right). \quad (82)$$

Все члены этого уравнения имеют ясный физический смысл. Слева записан декремент затухания α поля тепловых нейтронов, измеряемый экспериментально в элементе объема около точки \mathbf{r} .

Независимо от конкретных условий измерений, величина α 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» α_D :

$$\alpha_D = -D \left(\frac{1}{N} \nabla^2 N \right).$$

Таким образом,

$$\alpha \equiv \alpha(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\tau} + \alpha_D(\mathbf{r}, t).$$

В бесконечной однородной среде декремент затухания α распределения тепловых нейтронов, усредненного по всему пространству, совпадает с обратным временем жизни тепловых нейтронов ($\alpha_D=0$). В общем случае из-за наличия слагаемого α_D измеренная величина α приобретает временную и пространственную зависимость и может быть больше или меньше τ^{-1} (в соответствии со знаком лапласиана плотности нейтронов N).

Подстановкой $N(\mathbf{r}, t) = n(\mathbf{r}, t) \exp(-t/\tau)$ уравнение (79) упрощается:

$$\partial n / \partial t = D \Delta n + Q \quad (83)$$

и формально совпадает с уравнением возраста (28), по аналогии с решением которого функцию Грина $G(\mathbf{r}, t)$ нестационарного уравнения диффузии (83) можно написать сразу:

$$G(\mathbf{r}, t) = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4Dt}\right). \quad (84)$$

Общее для бесконечной однородной среды решение уравнения (83) имеет следующий вид:

$$N(\mathbf{r}, t) = \int_0^t dt' \int_{(\infty)} Q(\mathbf{r}', t') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, t - t') d\mathbf{r}'. \quad (85)$$

Используя свойство мультипликативности функции пространственно-временного распределения замедленных нейтронов, получаем:

$$N(\mathbf{r}, t) = \int_0^t q(t') dt' \int_{(\infty)} Q(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, t - t') d\mathbf{r}'.$$

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, равный времени замедления нейтронов t_0 до тепловой энергии:

$$q(t) = q_0 \delta(t - t_0).$$

Тогда

$$N(r, t) = q_0 \int_{(\infty)} Q(r') G(|r - r'|, t - t_0) dr'. \quad (86)$$

Величина интеграла (86) сравнительно слабо зависит от выбора функции $Q(r)$ (особенно при больших t).

Беря $Q(r)$ в возрастном приближении, имеем:

$$N(r, t) = q_0 [4\pi\sigma^2(t)]^{-3/2} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau} - \frac{r^2}{4\sigma^2(t)}\right), \quad (87)$$

где $\sigma^2(t)$ — возраст тепловых нейтронов (дисперсия временного распределения $N(r, t)$):

$$\sigma^2(t) = \tau_0 + D(t - t_0), \quad (87')$$

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 (87) 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 соответствует 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 $\tau_{\text{СКВ}} < \tau_{\text{ПЛ}}$) первоначальное распределение нейтронов определяется свойствами заполнения скважины, простое решение (87) для бесконечной однородной среды представляет известный практический интерес.

Из него, в частности, следует вывод о возможности количественного определения коэффициента диффузии D тепловых нейтронов по результатам измерений на двух зондах: r_1 и r_2 :

$$D = \frac{d}{dt} \sigma^2(t) = \frac{1}{4} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln[N(r_1, t)/N(r_2, t)]} \right\}. \quad (88)$$

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Стационарное пространственное распределение тепловых нейтронов $N(\mathbf{r})$ описывается уравнением диффузии

$$\nabla^2 N(\mathbf{r}) - \frac{1}{L^2} N(\mathbf{r}) = -\frac{1}{D} Q(\mathbf{r}); \quad L^2 = D\tau, \quad (89)$$

где $Q(\mathbf{r})$ — плотность замедления надтепловых нейтронов, являющаяся распределенным в пространстве источником тепловых нейтронов.

Решение этого уравнения следующее:

$$N(\mathbf{r}) = \int Q(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d\mathbf{r}', \quad (90)$$

где $G(\mathbf{r}')$ — функция Грина уравнения диффузии — для бесконечной однородной среды имеет вид

$$G(\mathbf{r}) = e^{-r/L} / 4\pi D r.$$

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 $G(\mathbf{r})$ очень быстро убывает с увеличением разности $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Представляя плотность замедления нейтронов $Q(\mathbf{r})$ в окрестности точки $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ разложением

$$Q(\mathbf{r}') \approx Q(\mathbf{r}) + (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla Q(\mathbf{r}), \quad (91)$$

подставляя выражение (91) в (90) и учитывая неравенство $L_d^2 \ll \tau_s$, получаем (выполнив интегрирование):

$$N(\mathbf{r}) \approx \tau Q(\mathbf{r}) [1 + O(L/\sqrt{\tau_s})]. \quad (92)$$

Поскольку неравенство $L_d^2 \ll \tau_s$ выполняется для многих веществ (в частности, оно характерно для водородосодержащих горных пород), из выражения (92) вытекает возможность оценки среднего времени жизни тепловых нейтронов τ по результатам измерений пространственного распределения надтепловых и тепловых нейтронов от стационарного источника.

Распределение надтепловых нейтронов практически нечувствительно к изменению сечения поглощения среды (изменению минерализации пластовой жидкости), поэтому соотношение (92) позволяет оценить изменение плотности тепловых нейтронов в переходной зоне водо-нефтяного 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:

$$N_{\text{H}}/N_{\text{B}} \approx \tau_{\text{H}}/\tau_{\text{B}}, \quad (92')$$

где $N_{\text{н}}$ и $N_{\text{в}}$ — соответственно плотности тепловых нейтронов в нефтеносной и водоносной частях пласта.

Более важный с практической точки зрения вывод, вытекающий из (92), заключается в возможности определения нейтронных характеристик (длин замедления) вещества, определяющих пространственное распределение надтепловых нейтронов, на основании измерений пространственного распределения тепловых нейтронов.

Рассматривая пространственное распределение замедляющихся нейтронов в одноклассовом диффузионном приближении и подставляя (34) в (90), получаем:

$$N(r) = \frac{Q\tau(e^{-r/L_s} - e^{-r/L_d})}{4\pi r(L_s^2 - L_d^2)}. \quad (93)$$

Справедливость выражения (93), 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 (93) 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 минерализованной пластовой жидкостью, длина диффузии всегда меньше длины замедления, на расстояниях, превышающих 70 см, выражение (93) можно с хорошим приближением заменить выражением

$$N(r) \approx \frac{Q\tau}{4\pi(L_s^2 - L_d^2)} \frac{e^{-r/L_s}}{r}. \quad (93')$$

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):

$$\frac{N(r_1)}{N(r_2)} \approx \frac{r_2}{r_1} e^{-(r_1 - r_2)/L_s}.$$

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 τ и L_d . Этот вывод остается справедливым и в условиях скважинных измерений и служит обоснованием двухзондовой методики стационарного ННМ по тепловым нейтронам.

Пространственное распределение захватного гамма-излучения $J_{n\gamma}(r)$ при поглощении тепловых нейтронов определяется выражением:

$$J_{n\gamma}(r) = \int dE_{\gamma} \eta(E_{\gamma}) q(E_{\gamma}) \int \Sigma_a \Phi(r') G_{\gamma}(r - r', E_{\gamma}) dV' = \\ = \tau^{-1} \int dE_{\gamma} \eta(E_{\gamma}) q(E_{\gamma}) \int N(r') G_{\gamma}(r - r', E_{\gamma}) dV',$$

где $q(E_{\gamma})$ — излучающая способность среды, равная числу гамма-квантов с энергией E_{γ} , излучаемых единицей объема среды (1 см^3) при поглощении одного нейтрона (для удобства обычно числа захватных гамма-квантов $j(E_{\gamma})$ приводятся на 100 захватов):

$$q(E_{\gamma}) = \sum_{\mu} g_{\mu} j_{\mu}(E_{\gamma}) \equiv \sum_{\mu} \frac{\Sigma_{a\mu}}{\Sigma_a} j_{\mu}(E_{\gamma}) = \tau \sum_{\mu} \frac{j_{\mu}(E_{\gamma})}{\tau_{\mu}};$$

g_{μ} — парциальная вероятность поглощения тепловых нейтронов μ -тым элементом; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения среды; Φ — плотность потока тепловых нейтронов; τ — время жизни тепловых нейтронов; τ_{μ} — время жизни тепловых нейтронов относительно поглощения μ -тым элементом; $G_{\gamma}(r)$ — известная функция распределения гамма-излучения точечного излучателя; $\eta(E_{\gamma})$ — энергетическая эффективность детектора гамма-излучения.

Плотность потока рассеянного гамма-излучения с энергией E_0 описывается выражением

$$G_{\gamma}(r) = B(E_0, r) \frac{e^{-\mu_0 r}}{4\pi r^2},$$

где фактор накопления

$$B(E_0, r) = A e^{-\alpha \mu_0 r} + (1 - A) e^{-\beta \mu_0 r}; \quad \alpha, \beta > 0;$$

μ_0 — линейный коэффициент поглощения гамма-излучения с энергией E_0 ; A , α , β — коэффициенты, зависящие от состава величины E_0 и конечной энергии E (значения этих коэффициентов табулированы).

Средний квадрат длины переноса гамма-квантов

$$L_{\gamma}^2 = \frac{1}{3\mu_0^2} \frac{A(1 + \alpha)^{-3} + (1 - A)(1 + \beta)^{-3}}{A(1 + \alpha)^{-1} + (1 - A)(1 + \beta)^{-1}}. \quad (94)$$

Вычисляя площадь миграции ГИРЗ (гамма-излучения радиационного захвата) как $1/6$ среднего квадрата удаления от источника нейтронов с начальной энергией E_0 (или заданным спектром) до достижения заданной энергии, получаем:

$$L_{n\gamma}^2 = \tau_s^* + L_d^2 + L_{\gamma}^2, \quad (95)$$

где τ_s^* — возраст нейтронов моноэнергетического (полиэнергетического) источника до тепловой энергии; L_d — длина диффузии тепловых нейтронов; L_{γ} — длина переноса ГИРЗ.

По формуле (94) для ряда горных пород Р. А. Резвановым были проведены расчеты массовой длины переноса $\rho L_{\gamma}(E)$. Изме-

нение $Z_{эф}$ в интервале $7,5(H_2O) \leq Z_{эф} \leq 13(Al)$ слабо влияет на ρL_γ (различие для H_2O и Al не превышает 9%). Это позволяет для представляющих интерес осадочных пород (песчаники, известняки, доломиты) принять в качестве ρL_γ среднее значение между H_2O и Al . Величина L_γ слабо зависит от энергии гамма-излучения во всем интервале E_γ характерном для спектров ГИРЗ, поэтому результаты расчетов L_γ для песчаников можно в первом приближении распространить на известняки и доломиты.

Задаваясь явным видом распределения тепловых нейтронов $\Phi(r)$, можно получить выражения, описывающие пространственное распределение захватного гамма-излучения в бесконечной однородной среде. С точки зрения реальных скважинных условий 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, помимо излучения пласта, из излучений, возникающих в среде, заполняющей скважину, в корпусе глубинного прибора и т. д.

Рассмотрим выражение для $J_{n\gamma}(r)$ в частном случае однородной 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 $\tilde{J}_{n\gamma}$ и \tilde{q}^* величины, соответствующие минерализованной жидкости, а через $J_{n\gamma}$ и q^* — пресной жидкости, получаем:

$$J_{n\gamma}/\tilde{J}_{n\gamma} = q^*/\tilde{q}^*, \quad (96)$$

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.

ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЕЩЕСТВА И МЕТОДЫ ИХ РАСЧЕТА

Выше были приведены выражения, которые являются исходными для численных расчетов длины и коэффициента диффузии, а также времени жизни тепловых нейтронов. Полученное в диф-

фузионном приближении выражение для длины диффузии справедливо лишь в случае слабого поглощения. Здесь описывается более точная методика определения длины диффузии в поглощающих средах, а также рассматривается вопрос о расчете диффузионных характеристик с учетом влияния температуры среды.

Отказываясь от рассмотрения уравнения переноса тепловых нейтронов в диффузионном приближении, можно показать, что в общем случае длина диффузии определяется трансцендентным уравнением (приведено без вывода):

$$A_0(x) + \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (lx)^{-1} \alpha_l A_l(x) \beta_l(x) = h^{-1}, \quad (97)$$

где $x = \lambda/L_d$; $A_l(x) = \frac{1}{x} Q_l \frac{1}{x}$ ($Q_l(x)$ — функция Лежандра II рода порядка l).

Величина x зависит от полной вероятности рассеяния h и типа индикатрисы рассеяния, определяемого набором коэффициентов ее разложения $\{\alpha_l\}$. Следовательно, имеется возможность приближенного определения типа индикатрисы рассеяния на основании диффузионных измерений в замедлителях известного состава.

На рис. 28 представлены результаты измерений длины диффузии более чем в тридцати различных замедлителях, обработанные в координатах $x^2 = f(g)$, и зависимости, вычисленные по уравнению (97) для изотропной и линейно-анизотропной индикатрисы рассеяния (для последней — при двух значениях среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \vartheta} \equiv \mu$). Экспериментально полученные зависимости дифференцированы по типам индикатрисы 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 (97) дает явное выражение для x^2

$$x^2 = \frac{3.5}{5.3\alpha} \nu - \frac{(7+5\alpha) 3^{3.5} \alpha^2}{7(5+3\alpha)^3} \nu^2 + \dots, \quad (98)$$

где

$$\alpha = 3g\bar{\mu}; \quad \gamma = \frac{\langle \Sigma_a \rangle \langle \Sigma_{tr} \rangle}{\langle \Sigma_s \rangle \langle \Sigma_t \rangle}.$$

Если выполняется (при слабом поглощении) условие $\alpha \ll \ll 1 (g\bar{\mu} \ll 1/3)$, то (98) приобретает вид

$$x^2 = 3\gamma_0 - 5,40\gamma_0^2 + 7,868\gamma_0^3 - \dots, \quad (98')$$

где

$$\gamma_0 = \frac{g}{1-g} (1 - \bar{\mu}).$$

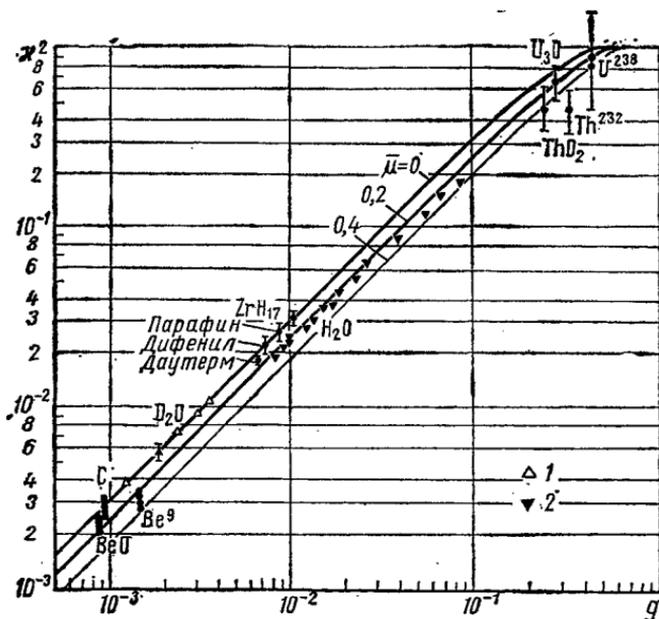


Рис. 28. Универсальная зависимость для определения длины диффузии тепловых нейтронов

1 — D_2O (отравление бором); 2 — H_2O (отравление бором и кадмием).

Экспериментальные данные различных исследователей: по C^{12} — А. В. Антонов и др.; Ч. Титтл, Э. Сегре, Л. Карлбом, И. Саго и Г. Теллье; по BeO — И. Ф. Жежерун, А. Кэхлин; по Be — А. К. Красин и др., И. Ф. Жежерун, данные КАЭ США; по D_2O — С. Кэш и Д. Вудс; В. Раевский, Н. Баумани, Н. Гангули и др.; по даутерму — М. Кюхле, Л. Н. Юрова и др. Ф. Деманин; 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 U^{238} — данные комиссии по атомной энергии (КАЭ) США

Диффузионному приближению, справедливому при слабом поглощении, соответствует первый член в разложении (98'). На рис. 29 показана зависимость обратного квадрата длины диффузии от величины полного макроскопического сечения поглощения вод-

ного 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 теория диффузии и теория переноса приводят к качественно различным результатам. 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 $\nu \rightarrow 1$). Интересное обстоятельство, выявленное численным расчетом, состоит в том, что минимальная величина длины диффузии, равная величине полного свободного пробега, достигается не асимптотически, а при некотором конечном сечении поглощения.

Рассмотрим теперь 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 [95] 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 году. К настоящему времени температурные зависимости диффузионных параметров измерены для ряда замедлителей. Наибольшее число эксперимен-

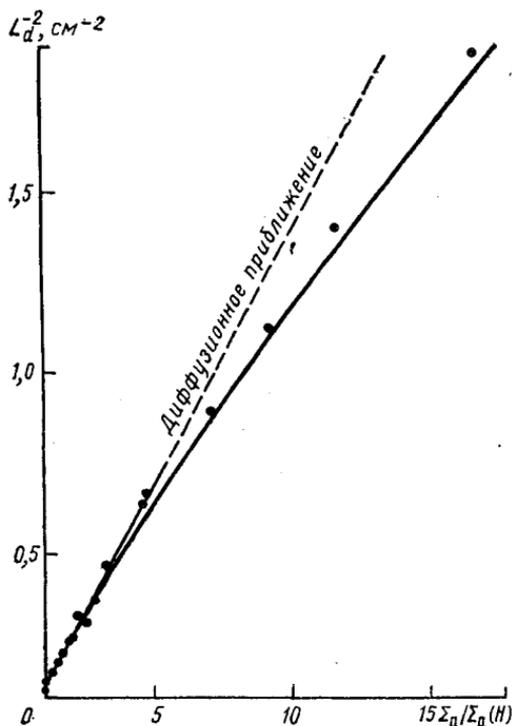


Рис. 29. Зависимость обратного квадрата длины диффузии L_d^{-2} от величины полного макроскопического сечения поглощения водного раствора поглотителя $\Sigma_a / \Sigma_a(H)$. Результаты экспериментов по методу «отравления» (М. Рейер, М. Матеску, В. Нагорняк)

ты измерены для ряда замедлителей. Наибольшее число эксперимен-

тов выполнено с обычной водой, для которой на рис. 30 приведена сводка результатов разных исследователей.

Изменение диффузионных параметров тепловых нейтронов с повышением температуры замедлителя объясняется ужесточением спектра тепловых нейтронов и изменением плотности вещества. Повышение скорости нейтронов вызывает увеличение коэффициента

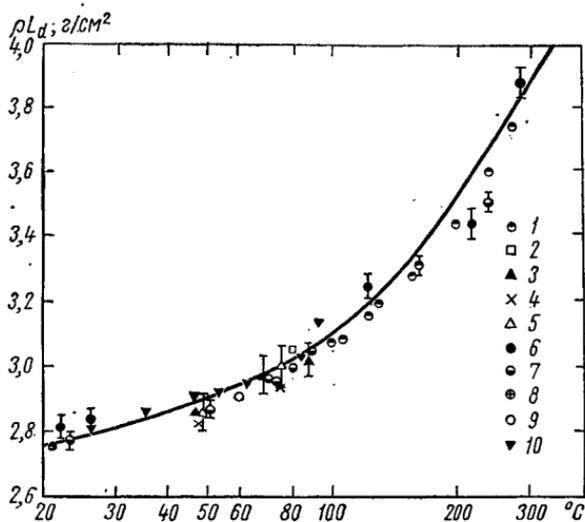


Рис. 30. Зависимость величины ρL_d тепловых нейтронов в воде от температуры

Экспериментальные данные: 1—А. В. Антонов и др. (1962 г.); 2—А. В. Антонов и др. (1955 г.); 3—И. Чика и др.; 4—В. Дно, 5—В. Дно, 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.

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

$$\Sigma_{tr}(E, T) \sim \rho(T) E^{-\alpha}, \quad \alpha > 0,$$

а сечение захвата — по закону $1/v$:

$$\Sigma_a(E, T) \sim \rho(T) E^{-1/2}.$$

Тогда получаем:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma_{\text{tr}}(T) \rangle &= \frac{\rho(T)}{\rho_0} \int \Sigma_{\text{tr}}(E, T_0) M(E, T) dE = \\ &= \frac{1}{\Gamma(2 + \alpha)} \frac{\rho(T)}{\rho_0} \Sigma_{\text{tr}}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\alpha+1/2} \end{aligned}$$

(интегрирование распространено до бесконечности, поскольку подынтегральная функция быстро убывает при $E \rightarrow \infty$).

Зависимость длины диффузии от температуры приобретает следующий вид:

$$L(T) = L(T_0) \frac{\rho_0}{\rho(T)} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{2\alpha+1}{4}}, \quad (99)$$

где

$$L(T_0) = \left[\frac{2}{3\sqrt{\pi}} \Gamma(2 + \alpha) \lambda_a(T_0) \lambda_{\text{tr}}(T_0) \right]^{1/2}.$$

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов при слабом поглощении определяется выражением

$$D(T) = L^2(T)/\tau(T),$$

где τ — время жизни тепловых нейтронов.

При сильном поглощении эта величина в отличие от длины диффузии теряет физический смысл.

При поглощении по закону $1/v$ произведение $\rho(T)\tau(T)$ не зависит от температуры, т. е. температурная зависимость величины $\tau(T)D(T)$ совпадает с температурной зависимостью квадрата длины диффузии:

$$\frac{\rho(T)}{\rho_0} D(T) \tau(T) = \frac{\rho^2(T)}{\rho_0^2} L^2(T),$$

следовательно:

$$D(T) = \frac{\rho_0}{\rho(T)} D(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha, \quad (100)$$

где

$$D(T_0) = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \Gamma(2 + \alpha) \lambda_{\text{tr}}(T_0) v_0; \quad v_0 = 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$$

Результаты расчетов температурной зависимости длины диффузии нейтронов в воде, выполненных по формуле (99) (см. рис. 30), с экспериментальными данными хорошо согласуются при $\alpha=0,5$, 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.

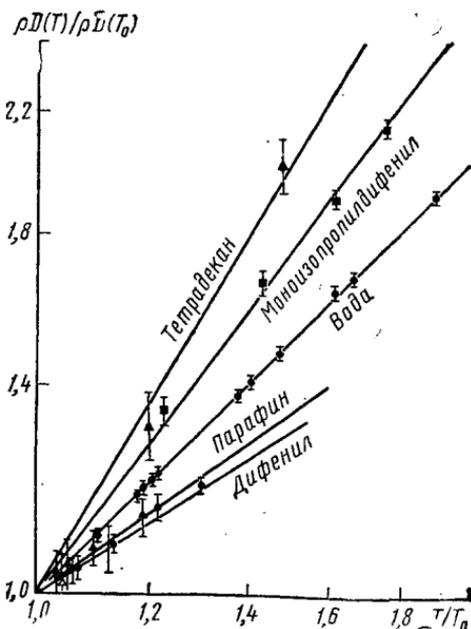
Температурные зависимости диффузионных параметров углеводородов могут быть более значительными (моноизопропилдифенил, тетрадекан) и более слабыми (парафин, дифенил), чем в слу-

чае воды, обнаруживая определенную корреляцию с температурной зависимостью вязкости (рис. 31).

Повышение температуры спектра тепловых нейтронов с ростом температуры замедлителя вызывает некоторое уменьшение длины замедления нейтронов до тепловой энергии.

Относительное изменение длины замедления δL_s легко может быть оценено:

$$\delta L_s = 1 - \frac{L_s(T)}{L_s(T_0)} < \frac{1}{2u} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right), \quad T > T_0,$$



(u — летаргия). Поскольку для быстрых нейтронов, замедляющихся до тепловых энергий, $E_0 \leq 14$ МэВ, $u \approx 20$, $T/T_0 < 5$, то $\delta L_s < 0,04$.

Изменение пространственного распределения надтепловых нейтронов при высоких температурах и давлениях обусловлено лишь изменением физических свойств замедлителя.

Рис. 31. Температурная зависимость коэффициента диффузии $\rho D(T)/\rho D(T_0)$ тепловых нейтронов (без плотностного эффекта) для некоторых углеводородных соединений по экспериментальным данным из работы [141]

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДИФфуЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Интерпретация данных нейтронметрии скважин проводится, как правило, на основе расчетных значений ядерных параметров. При этом предполагается, что исследуемая среда состоит из равномерно перемешанных ядер элементов, т. е. является однородной (гомогенной). Между тем реальные горные породы представляют собой сложные образования, обладающие зернистой, трещиноватой, кавернозной, волокнистой и другими структурами, включающие микропримеси, которые характеризуются аномальными нейтронными свойствами. Эти факторы могут сильно влиять на пространственно-энергетическое и временное распределение нейтронов в горных породах.

Исследования влияния неоднородностей горных пород на распределение нейтронов находятся еще в начальной стадии, и одной

из важнейших задач петрофизики является разработка методов экспериментального измерения нейтронных характеристик горных пород.

Методы количественного определения диффузионных параметров вещества для тепловых нейтронов по результатам экспериментальных измерений основаны на решениях уравнения переноса (или его приближенных форм).

Это уравнение в одномерном случае имеет вид

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mu \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \Sigma_a \Phi = \hat{K} \Phi, \quad (101)$$

где

$$\hat{K} \Phi = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^{\infty} dE' W(E', \mu' | E, \mu) \Phi(z, E', \mu', t) - \Sigma_s \Phi.$$

Методы экспериментального определения диффузионных характеристик можно условно разделить на стационарные, в которых мощность используемых нейтронных источников не зависит от времени (функция распределения нейтронов $\Phi(z, E, \mu, t)$ не зависит от времени — $\partial \Phi / \partial t = 0$), и нестационарные, когда мощность источников изменяется со временем по определенному закону ($\partial \Phi / \partial t \neq 0$).

К стационарным методам относятся: метод «отравления», метод σ -призмы, метод фотонейтронного источника, метод отрицательного источника.

Метод «отравления». Этот метод успешно применен для определения диффузионных параметров жидких замедлителей в достаточно больших объемах. В эксперименте измеряется длина диффузии тепловых нейтронов в зависимости от переменной концентрации постороннего поглотителя, вводимого в исследуемое вещество. Из-за ужесточения спектра тепловых нейтронов, обусловленного присутствием поглотителя (диффузионное «нагревание»), в результаты измерений необходимо вносить соответствующие поправки.

В стационарном эксперименте по определению длины диффузии тепловых нейтронов асимптотическое (на достаточном удалении от источника, измеряемом несколькими длинами свободного пробега) решение уравнения (101) можно представить в следующем виде:

$$\Phi(z, E, \mu) = \varphi(E, \mu) e^{-\kappa |z|}, \quad (102)$$

где $\kappa = L_d^{-1}$ — обратная длина диффузии.

Подстановка уравнения (102) в (101) сводит задачу определения L_d к нахождению собственного числа κ однородного интегрального уравнения

$$(\Sigma_a - \kappa \mu) \varphi = \hat{K} \varphi. \quad (103)$$

Это собственное значение можно рассматривать как функцию заданного сечения поглощения Σ_a , т. е. $\kappa = f(\Sigma_a)$.

Поскольку с увеличением поглощения длина диффузии не может стать меньше величины полного свободного пробега, $\kappa < \Sigma_t(E)$ и верхняя граница

$$\kappa \leq \kappa^* = \min \Sigma_t(E)$$

(формально этот результат следует из вещественности и положительной определенности ϕ и интегрального оператора уравнения переноса).

Метод σ -призмы. Он служит для определения длины диффузии тепловых нейтронов в большом объеме твердого или жидкого замедлителя, из которого сооружается прямоугольная призма квадратного поперечного сечения. Источник тепловых нейтронов помещается у одного из торцов призмы. Вдоль продольной оси призмы измеряется длина релаксации. Если источником нейтронов является тепловая колонна реактора, этот метод называется также методом тепловой колонны.

Метод фотонейтронного источника. Этот метод основан на использовании (γ, n) -источника (например, Sb—Be), дающего нейтроны с низкой начальной энергией, которые термализуются вблизи от источника.

Метод отрицательного источника. Роль источника нейтронов играет помещенная в поле нейтронов кадмиевая пластина (или сфера). Плотность потока тепловых нейтронов определяется по кадмиевой разности. В этом случае уменьшение ее равно той плотности потока, которая возникла бы от источника с геометрическими размерами кадмиевой пластины (сферы) и с интенсивностью, равной числу нейтронов, поглощаемых в единицу времени. Методика обработки результатов измерений особенно упрощается в случае «бесконечного» плоского источника. Для создания такого источника на основе принципа суперпозиции К. Чикан и К. Дэдэ предложили перемещать (при помощи электродвигателя) реальный точечный источник быстрых нейтронов в плоскости, параллельной плоскости отрицательного источника.

К нестационарным методам определения диффузионных характеристик вещества для тепловых нейтронов относятся методы импульсного источника, гармонически-модулированного источника и экспоненциально-релаксирующего источника. Кроме того, существует так называемый корреляционный метод, который занимает промежуточное положение между стационарными и нестационарными методами.

Метод импульсного источника. Эффективным способом изучения нейтронных характеристик вещества по нестационарному полю тепловых нейтронов, порожденному импульсным источником, является измерение декремента затухания основной («долгоживущей») гармоники как функции геометрического параметра B^2 исследуемого образца.

Вопрос об асимптотическом поведении функций распределения нейтронов, в качестве которых выступают собственные функции оператора \hat{K} , имеет для приложений нестационарных методов особо важное значение. Если оператор \hat{K} имеет дискретный спектр собственных значений, то результирующая функция временного распределения после определенного времени задержки затухает во времени экспоненциально с декрементом затухания, равным

минимальному собственному значению. Однако исследование структуры уравнения переноса показывает, что в некоторых случаях оператор \hat{K} может не иметь дискретного спектра собственных значений или же время выхода функции распределения на временную асимптотику недостижимо в условиях эксперимента.

Асимптотическое по времени решение уравнения переноса нейтронов для бесконечной пластины имеет вид

$$\Phi(z, E, \mu, t) = \varphi(E, \mu) e^{-\alpha t + iBz}, \quad (104)$$

где B — геометрический параметр образца вдоль оси z .

Подставляя (104) в (101), получаем задачу на собственные значения для определения декремента затухания α основной (долгоживущей) гармоники:

$$\left(\Sigma_a - \frac{\alpha}{v} + iB\mu \right) \varphi = \hat{K}\varphi. \quad (105)$$

Из инвариантности интегрального уравнения (105) для φ_0 относительно изменения знака B (в чем легко убедиться, разделив обе части на выражение в круглых скобках с последующим интегрированием по углам) следует, что α зависит только от четных степеней B .

Решение уравнения (105) относительно α записывается как разложение:

$$\alpha = \frac{1}{\tau} + DB^2 - CB^4 + \dots, \quad (106)$$

где τ — время жизни тепловых нейтронов; D — коэффициент диффузии для плотности нейтронов; C — коэффициент диффузионного охлаждения. Величина $(\alpha - \tau^{-1})$ ограничена сверху

$$\alpha \leq \alpha^* = \tau^{-1} + \min v \Sigma_t(E).$$

Таким образом, исследуя декремент затухания α как функцию B^2 и аппроксимируя экспериментальные данные параболой (106), можно определить τ , D и C . Параметр C характеризует охлаждение спектра нейтронов в замедлителе конечных размеров из-за преимущественной диффузионной утечки более быстрых нейтронов из образца. Наряду с τ и D параметр C является одной из важнейших характеристик замедлителя. Разложение (106) справедливо лишь при достаточно малых значениях геометрического параметра; использование этого разложения при не очень малых величинах B^2 может привести к заметной погрешности в определении коэффициентов при старших степенях B^2 , в частности, к неоднозначной оценке коэффициента диффузионного охлаждения.

Оригинальная модификация импульсного метода предложена В. В. Миллером и Ю. С. Шимелевичем [99] для измерения сечения поглощения (времени жизни) тепловых нейтронов на одном малом образце вещества (керна). Эта модификация осно-

вана на изучении возмущающего влияния образца, помещенного в замедлитель конечных размеров, на декремент затухания основной гармоник. Внешний замедлитель выравнивает поле нейтронов в исследуемом образце, поэтому декремент затухания зависит главным образом от поглощающих свойств образца и не зависит от его рассеивающих свойств. Градуировочная зависимость $\alpha = f(\tau)$, построенная по результатам измерений на известных образцах, позволяет определить сечение поглощения неизвестного вещества. Эта относительно простая и экспрессная методика оказалась особенно эффективной при изучении поглощающих свойств горных пород на кернах, поскольку результаты теоретического расчета макроскопического сечения поглощения обладают значительной неопределенностью из-за обычно неравномерного распределения гранулярных поглотителей в горных породах и рудах.

Метод гармонически-модулированного источника. Если в исследуемое вещество вводится источник, мощность которого во времени изменяется по синусоидальному закону, то после быстрого затухания переходных процессов плотность нейтронов в каждой точке среды изменяется также по синусоидальному закону с частотой, равной частоте модуляции.

Соответствующее квазистационарное решение уравнения переноса имеет следующий вид:

$$\Phi(z, E, \mu, t) = \varphi(E, \mu) e^{-\rho|z| + i\omega t}, \quad (107)$$

где ω — частота модуляции источника; $\rho = \rho(\omega)$ — комплексная величина, имеющая смысл обратной длины релаксации, есть собственное число уравнения

$$\left(\Sigma_a + \frac{i\omega}{v} - \rho\mu \right) \varphi = \hat{K}\varphi. \quad (108)$$

Обозначая $\rho(\omega) = \alpha(\omega) + i\xi(\omega)$, имеем

$$\Phi(z, E, \mu, t) = \varphi(E, \mu) e^{-\alpha|z|} e^{i(\omega t - \xi|z|)}.$$

Амплитуда распространяющейся в среде нейтронной волны экспоненциально убывает с расстоянием с длиной релаксации $\alpha^{-1}(\omega)$, фазовый сдвиг волны (относительно фазы модуляции) пропорционален расстоянию с коэффициентом пропорциональности $\xi(\omega)$. Обе эти величины, определяющиеся нейтронными свойствами среды, измеряются в эксперименте.

Полагая $(\omega t - \xi|z|) = \text{const}$, находим скорость распространения нейтронной волны $v_B = dz/dt$:

$$v_B \equiv v_B(\omega) = \omega/\xi(\omega).$$

Длина волны

$$\Lambda \equiv \Lambda(\omega) = 2\pi/\xi(\omega).$$

Длина и скорость распространения нейтронных волн для нейтронов с различной энергией могут быть различны. Поэтому

нейтронная волна в однородной изотропной среде может распаться на несколько волн с одинаковой частотой колебаний, которые интерферируют подобно световым лучам в анизотропном кристалле. Определение нейтронно-волновых параметров α и ξ возможно и по данным эксперимента с использованием импульсного источника нейтронов.

Решение уравнения переноса с импульсным (δ -образным) источником, который допускает интегральное представление

$$\delta(t) = \int_0^{\infty} e^{i\omega t} d\omega,$$

может быть записано в виде

$$\psi(r, t) = \int_0^{\infty} \Psi(r, \omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (109)$$

Поскольку импульсный источник представим, как суперпозиция бесконечного числа гармонически модулированных источников со всевозможными частотами, решение для импульсного источника представляет собой суперпозицию соответствующих волновых решений.

Обращение выражения (109) по Фурье дает (с точностью до постоянного множителя)

$$\Psi(r, \omega) = \int_0^{\infty} \psi(r, t) e^{-i\omega t} dt.$$

Таким образом, графическое интегрирование распределения нейтронов от импульсного источника по времени при различных значениях ω позволяет получить распределение нейтронов от волнового источника.

Пространственная асимптотика функции $\psi(r, \omega)$ имеет вид

$$\psi(r, \omega) = \psi(\omega) r^{-1} \exp[-\alpha(\omega)r - i\xi(\omega)r].$$

Тангенс угла наклона функции $\ln|r\psi(r, \omega)|$ в зависимости от расстояния дает $\alpha(\omega)$, а функции $\arg\psi(r, \omega)$ определяет $\xi(\omega)$.

Исследование пространственных зависимостей n -х временных моментов распределения нейтронов от импульсного источника дает информацию о величинах $\left. \frac{\partial^n \alpha(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=0}$ и $\left. \frac{\partial^n \xi(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=0}$, т. е. о последовательных членах разложения $\alpha(\omega)$ и $\xi(\omega)$ по степеням частоты модуляции.

Метод экспоненциально-релаксирующего источника. Плотность тепловых нейтронов в среде от источника, интенсивность которого со временем изменяется по закону $e^{-\alpha_0 t}$, можно записать в виде

$$\Phi(z, E, \mu, t) = \varphi(E, \mu) e^{-\alpha_0 t - \kappa|z|}. \quad (110)$$

Сравнение соответствующего уравнения для определения величины

$$\left(\Sigma_a - \frac{\alpha_0}{v} - \kappa\mu\right)\varphi = \hat{K}\varphi \quad (111)$$

с уравнением (103) показывает, что плотность потока нейтронов от нестационарного экспоненциального источника можно рассматривать как плотность потока от стационарного источника в среде с эффективным сечением поглощения: $\Sigma_a - \frac{\alpha_0}{v}$. Это дает воз-

можность эффективно снизить поглощение исследуемой среды до величины меньшей, чем собственное поглощение замедлителя. Применение источника $e^{\alpha_0 t}$ соответствует «отравлению» среды с сечением поглощения $\Sigma_a + \frac{\alpha_0}{v}$. Обратное время релаксации источ-

ника α_0 ограничено сверху неравенством $\alpha_0 < \tau^{-1}$, где τ — время жизни тепловых нейтронов в среде.

Корреляционный метод. В этом методе применяются стационарные (α, n) -источники нейтронов и используются флуктуации выхода нейтронов во времени, обусловленные статистической природой α -распада. С этой точки зрения стационарный (α, n) -источник нейтронов можно рассматривать как нестационарный источник с шумовой модуляцией. Регистрируя в исследуемом веществе нейтроны с различной энергией (включая тепловую) и вычисляя корреляционную функцию по скорости счета нейтронов и сопутствующих их вылету из источника α -частиц (или γ -квантов), можно определить время замедления нейтронов до соответствующей энергии, а также время жизни тепловых нейтронов. В экспериментах можно использовать даже очень слабые источники.

Для измерения времени жизни тепловых нейтронов в горных породах корреляционный метод был применен впервые в 1964 году Е. Б. Бланковым с сотрудниками [15].

Уравнения (103), (105), (108), (110) имеют одинаковую структуру и могут быть записаны, как частные случаи одного общего интегрального уравнения

$$(-k_1 + i\mu\sqrt{k_2})\varphi = \hat{K}\varphi, \quad (112)$$

в котором величины k_1 и k_2 имеют следующий смысл:

1) в стационарном эксперименте по определению длины диффузии: $k_1 = -\Sigma_a$, $k_2 = -\kappa^2$;

2) в методе импульсного источника: $vk_1 = \alpha - \tau^{-1}$, $k_2 = B^2$;

3) в методе гармонически модулированного источника: $-vk_1 = i\omega + \tau^{-1}$, $k_2 = -\rho^2$;

4) в методе экспоненциально-релаксирующего источника: $vk_1 = \alpha_0 - \tau^{-1}$, $k_2 = -\kappa^2$.

Тогда на основании (106) общее для всех методов решение можно записать следующим образом:

$$-vk_1 = Dk_2 - Ck_2^2 + \dots$$

Обращение этого ряда дает

$$k_2 = \frac{vk_1}{D} + \frac{C}{D^3} (vk_1)^2 + \frac{2C^2}{D^5} (vk_1)^3 + \dots \quad (113)$$

На плоскости (vk_1, k_2) результаты экспериментальных определений диффузионных характеристик вещества для тепловых нейтронов могут быть изображены непрерывной кривой в трех

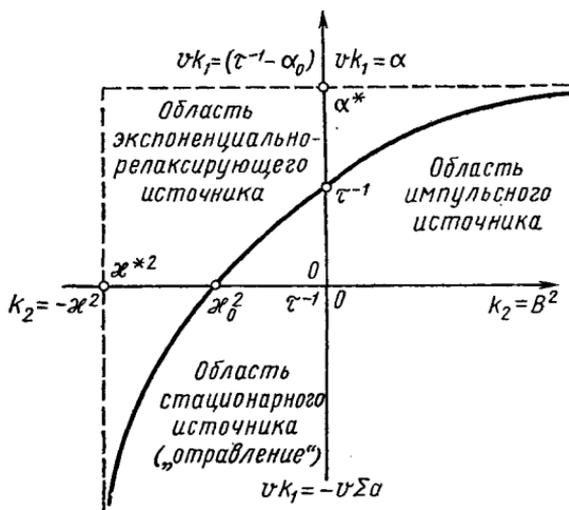


Рис. 32. Схема, иллюстрирующая взаимосвязь различных методов измерения диффузионных характеристик вещества

квадрантах, каждый из которых соответствует определенному методу исследования (рис. 32). Область $-\alpha_0^2 \rightarrow 0 \rightarrow \tau^{-1} \rightarrow -\alpha_0^2$ еще недавно считалась недоступной эксперименту. С волновым методом может быть сопоставлена аналогичная картина для комплексных значений переменных k_1 и k_2 .

В стационарных экспериментах по определению длины диффузии поглощение определяется свойствами среды (или соответствующим дополнительным «отравлением»), а величина $\kappa = ik_2$ измеряется. Обращение (113) позволяет получить выражение для обратного квадрата длины диффузии через нейтронные параметры, измеряемые импульсным методом:

$$\kappa^2 = (D\tau)^{-1} \left(\gamma_1 - \frac{C}{D^2\tau} \gamma^2 + \frac{2C^2}{D^4\tau^2} \gamma^3 - \dots \right), \quad (114)$$

где γ — макроскопическое сечение поглощения, измеренное в единицах макроскопического сечения поглощения «неотравленного» замедлителя. Как видно, это соотношение не только позволяет вычислить длину диффузии по параметрам импульсного метода, измеренным в этой же среде, но и по импульсным параметрам «отравленной» среды вычислить длину диффузии в «отравленном» замедлителе. Это особенно важно для твердых и кристаллических замедлителей, для которых трудно (или невозможно) непосредственно применить метод «отравления». В качестве иллюстрации практического применения соотношения (114) на рис. 29 сплошной линией проведена зависимость $\kappa^2(\gamma)$ для воды:

$$\kappa^2 = 0,136\gamma - 0,0021\gamma^2 + 0,640 \cdot 10^{-4} \gamma^3,$$

вычисленная по данным А. В. Антонова и др. ($\tau = 207 \cdot 10^{-8}$ с; $D = 0,355 \cdot 10^5$ см²/с; $C = 4 \cdot 10^3$ см⁴/с) в сравнении с экспериментальными данными, полученными по методу отравления.

Преимуществом стационарных методов определения диффузионных параметров является простота измерительной техники и достаточно высокая точность получаемых результатов, недостатком — длительность измерений и потребность в больших объемах вещества. Импульсный метод позволяет значительно ускорить процедуру измерений, причем требуются относительно небольшие объемы замедлителя. Хотя точность импульсного метода не превосходит точности стационарных, для него необходима значительно более сложная аппаратура. Метод «отравления», метод импульсного источника, метод гармонически-модулированного источника и метод экспоненциально-релаксирующего источника позволяют определить τ , D и C . Для последних двух методов необходимы большие объемы вещества. Если экспоненциально-релаксирующий источник осуществлен в эксперименте с достаточной точностью, то измерения проводятся значительно проще и быстрее, чем с использованием стационарного метода «отравления».

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ (ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ГЛУБОКИХ СКВАЖИН)

В последние годы стала актуальной разведка глубинных зон земной коры бурением. Научная проблематика глубокого бурения связана с выяснением глубинного строения земной коры; его практическое значение состоит в возможности выявления запасов различных полезных ископаемых.

В скважинах глубиной до 5—7 км возможна температура 250—300°С и давление 1200—2500 кгс/см². Температура и давление — существенные факторы, влияющие на химический состав подземных вод и повышающие растворимость горных пород.

Наиболее существенно влияние температуры на величины диффузионных характеристик горных пород. Поэтому целесообразно специально рассмотреть вопрос о влиянии высоких температур на распределение тепловых нейтронов в горных породах.

Показания $I(r, T)$ индикатора тепловых нейтронов (T — температура, К) определяются выражением

$$I(r, T) = \int \eta(E, T_n) \Phi_0(r, E; T) dE,$$

в котором $\eta(E, T_n)$ — спектральная характеристика (эффективность) индикатора при температуре $T_n \leq T$. Применяемые для измерений распределения тепловых нейтронов индикаторы обычно имеют эффективность, которая следует закону $1/v$:

$$\eta(E, T_n) = E^{-1/2} f(T_n),$$

поэтому

$$I(r, T) = f(T_n) N(r, T),$$

т. е. показания пропорциональны плотности тепловых нейтронов при пластовой температуре T .

Поскольку эффективность счетчиков тепловых нейтронов резко снижается при увеличении T_n до 100°C , измерения необходимо проводить с теплоизолированными детекторами. Функция $N(r, T)$ удовлетворяет уравнению (89).

Как показывает анализ выражения (93), изменение пространственного распределения тепловых нейтронов при высоких температурах зависит от соотношения величин длины замедления и длины диффузии. Очевидно, влияние изменения температуры проявляется наиболее значительно, когда $L_d \geq L_s$; в случае $L_d \ll L_s$ диффузия не сказывается на пространственном распределении тепловых нейтронов и последнее определяется лишь распределением источников.

Для конкретных выводов о характере температурных изменений показаний детектора необходимо рассмотреть реальное соотношение между величинами L_s и L_d в горных породах. Анализ зависимостей $L_s(m)/L_d(m)$ показывает, что в области низкой пористости ($m < 5\%$) для всех рассмотренных пород $L_s > L_d$. С увеличением водородосодержания L_s убывает быстрее, чем L_d , и при $m > 5\%$ для песчаника и доломита знак неравенства изменяется ($L_d > L_s$); для известняка равенство L_s и L_d достигается при $m = 20\%$. Следовательно, для водонасыщенных песчаников и доломитов температурные эффекты должны проявляться сильнее, чем в случае $L_s \approx L_d$, а для ангидрита — значительно слабее.

Ясно, что при наличии в породах примесей, поглощающих тепловые нейтроны, величина L_d уменьшается, и температурный эффект ослабляется. При температурах порядка 250 — 300°C может возникнуть необходимость учета влияния температурных эффектов на результаты исследования горных пород нейтронными методами геофизической разведки. Максимального проявления тем-

пературных эффектов следует ожидать в горных породах с высоким водородосодержанием при условии слабого поглощения тепловых нейтронов. При прочих равных условиях зависимость показаний от температуры усиливается с увеличением размера зонда.

При температуре 300°C и выше возможен эффект температурной инверсии, заключающийся в том, что при некоторой температуре двум горным породам различного состава и водородосодержания соответствуют одинаковые показания, а при дальнейшем повышении температуры происходит изменение знака аномалий.

Если рассматривать плотностной температурный эффект, то влияние высокой температуры на показания нейтронных методов сходно с влиянием минерализации или плотности бурового раствора, поскольку оно также приводит к понижению водородосодержания среды. Для глубинных приборов, расположенных на оси скважины, большая часть температурного эффекта связана с расширением жидкости, заполняющей скважину. В прижимной аппаратуре, экранированной от действия скважины, это влияние сильно уменьшается. Действие давления противоположно действию температуры. Повышение давления увеличивает плотность ядер водорода в среде вследствие сжатия пластовой и скважинной жидкости. Поэтому в глубоких скважинах действие температуры частично компенсируется действием давления.

ТЕМПЕРАТУРА СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ КАК ХАРАКТЕРИСТИКА ГОРНЫХ ПОРОД

Как было показано выше, температура нейтронов T_n линейно зависит от величины α отношения Σ_a к замедляющей способности κ_s . Связь между температурой спектра тепловых нейтронов, устанавливающегося в скважине, и нейтронными параметрами горных пород исследовалась экспериментально [35]. В качестве модельных сред использовались кварцевый песок с влажностью от 3 до 36% по объему, содержащий 0,2% бора, а также разбавленный песком концентрат марганцевой руды с содержанием воды до 25%.

Параметр α исследуемых сред изменялся в широких пределах ($0,02 \leq \alpha \leq 2,5$). Температура нейтронов измерялась методом пропускания в сухой и заполненной водой скважинах диаметром 110 мм.

Приведенные на рис. 33 экспериментальные зависимости $T_n/T = f(\alpha)$ показывают, что линейная связь $T_n(\alpha)$ сохраняется и в условиях скважины. Из сравнения кривых 1 и 2 следует, что измерения температуры нейтронов наиболее перспективны для изучения сухих скважин: заполнение скважины водой уменьшает дифференциацию пород по величине T_n примерно в 4 раза.

Помимо экспериментальных данных, на рис. 34 приведены кривые, рассчитанные по формуле (74) с различными значениями коэффициента k . Кривая 3 соответствует значению $k=2,92$, полученному в работе [98] для воды с учетом молекулярных связей; кривая 4 построена для $k=1,84$, найденного путем численных расчетов по модели одноатомного газа; наконец, кривая 5 получена с использованием значения $k=1,70$, приведенного в [98] для углерода.

Кривая 1 пересекает ось ординат в точке $T_n/T_0=1,12$. Отклонение T_n/T_0 от единицы при $\alpha=0$ в условиях сухой скважины объясняется ужесточением спектра нейтронов, вылетающих в скважину, по сравнению со спектром, установившимся в породе. Этот эффект наблюдается в том случае, когда λ_s возрастает с увеличением энергии нейтронов. Такая зависимость, как мы уже отмечали, характерна для большей части горных пород (исключением являются свинец и уголь). Приведенный график может использоваться в качестве градуировочного для определения параметра α в породах различного состава. Будучи однозначно связана с этим безразмерным параметром, величина T_n не зависит от

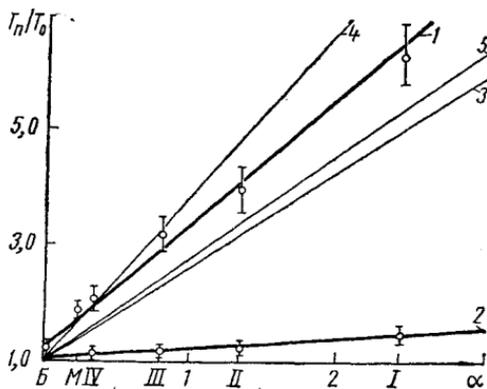


Рис. 33. Экспериментальные (1, 2) и расчетные (3, 4, 5) зависимости эффективной температуры спектра тепловых нейтронов T_n от параметра α

Среды: I—IV — боросодержащие песчаники; М — марганцевая модель; Б — модель боксита

такой изменчивой характеристики пород, как их плотность.

На моделях пластов горных пород, пересеченных скважинами, изучалось также влияние на температуру нейтронов изменения размера зонда и диаметра скважина при наличии стальной обсадной колонны. Измерения показали, что вывод о независимости T_n от расстояния до источника, сделанный по экспериментам в однородных средах, сохраняет свою справедливость и для скважинных условий.

Измерения T_n целесообразны, когда изменение состава пород сказывается только на одной из ее нейтронных характеристик (Σ_a или κ_s). Наиболее перспективны измерения T_n в комплексе с ИНМ. Измерения времени жизни тепловых нейтронов и температуры их спектра позволяют определить замедляющую способность κ_s .

Для различных типов горных пород величина κ_s линейно зависит от водородосодержания, что позволяет определять его с одинаковой точностью во всем диапазоне изменения (0—40%).

ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАСТОВЫХ ФЛЮИДОВ — НЕФТИ, ВОДЫ И ПРИРОДНЫХ ГАЗОВ

Обсадочные 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 скелета 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 породообразующих элементов с учетом объемного содержания минералов a_j :

$$\tau = \left(\frac{\rho}{q} \sum_{j=1}^n \frac{1}{M_j} \sum_{i=1}^k v_i \sigma_{ai} \right)^{-1}, \quad (115)$$

где ρ — плотность породы; q — атомная единица массы; M_j — молекулярный вес минерала; v_i — число атомов i -того элемента в молекуле минерала; σ_{ai} — сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами i -того породообразующего элемента.

Если через a_i обозначить доли объема, занимаемого скелетом, пластовой жидкостью, нефтью и газом, то

$$\tau = \left(\sum_{i=1}^n a_i \tau_i^{-1} \right)^{-1}; \quad D = \left(\sum_{i=1}^n a_i D_i^{-1} \right)^{-1}; \quad (115')$$

где τ_i и D_i — соответственно диффузионные параметры компонент породы (скелета и флюидов).

Диффузионные характеристики нефти

Диффузионные параметры нефти для тепловых нейтронов определялись экспериментально в работе [97], результаты которой приведены в табл. 12.

58 Таблица 12
Диффузионные характеристики нефти и воды

Параметры	Нефть при 14° С	Вода при 14° С	Вода при 21° С
τ , мкс	214 ± 3	207	207
D , см ² /с	33 700 ± 1000	34 800	35 500
C , см ⁴ /с	1800 ± 600	3 700	4 000

Результаты теоретических расчетов величин τ и D хорошо согласуются с этими данными. Таким образом, при нормальных условиях время жизни и коэффициент диффузии тепловых нейт-

ронов в сепарированной (дегазированной) нефти практически такие же, как у пресной воды. Исключение составляет коэффициент диффузионного охлаждения S , что объясняется различием молекулярной структуры воды и нефти. Это позволяет предполагать, что температурная зависимость коэффициента диффузии нейтронов в нефти будет отличаться от соответствующей 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. Водородосодержание нефти коррелирует с ее плотностью. На рис. 34 показана зависимость времени жизни тепловых нейтронов в сепарированной нефти при нормальных условиях от ее водородосодержания и плотности [4, 5].

В пластовых условиях в нефти содержится растворенный газ, количество которого зависит от термодинамических условий пласта — давления и температуры. Вследствие наличия растворенного газа нефть в пластовых условиях занимает больший объем, и ее свойства (включая нейтронные характеристики) отличаются от свойств той же нефти, находящейся при нормальных условиях.

С количеством растворенного в нефти газа связана величина объемного коэффициента b , определяющего соотношение 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.

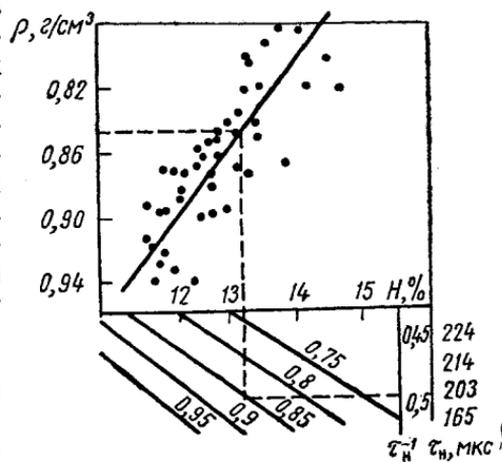


Рис. 34. Зависимость времени жизни τ тепловых нейтронов в дегазированной нефти от ее водородосодержания H и плотности ρ при нормальных условиях

На рис. 35 приведена зависимость обратного времени жизни тепловых нейтронов в нефти при пластовых условиях от ее газового фактора и плотности. Эта зависимость в ед. 10^3 мкс^{-1} вычислена по формуле

$$\tau^{-1} = \frac{\rho_0}{b} (11,8 - 7\rho_0) + \frac{\gamma}{b} (0,71 - 0,18\gamma) G \cdot 10^{-3},$$

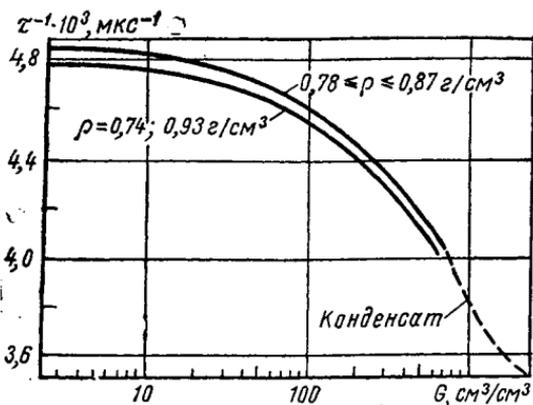


Рис. 35. Зависимость обратного времени жизни тепловых нейтронов τ^{-1} в нефти от ее плотности ρ и количества растворенного в ней газа G и (плотность указана для дегазированной нефти при нормальных условиях)

в которой ρ_0 — плотность дегазированной нефти при нормальных условиях; γ — плотность газа относительно воздуха; b — объемный коэффициент нефти; G — газовый фактор нефти; в расчетах принято $\gamma = 0,7$. Вывод этой формулы (в иной системе единиц измерения) дан в работе [163], 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 (рис. 36).

При расчетах времени жизни тепловых нейтронов в пластовых водах необходимо иметь в виду, что состав и минерализация связанной и пластовой воды могут заметно различаться.

В работе [31] приведен пример, когда среднее содержание хлора в связанной воде песчаника оказалось в 2,5 раза выше, чем в воде, добываемой вместе с нефтью. Содержание хлора в связанной воде доломитов Новостепановского месторождения изменяется от 19 до 335 г/л при среднем содержании хлора в пластовых водах этого месторождения около 100 г/л.

Поскольку количество связанной (реликтовой) воды в горных породах коррелирует с пористостью (через проницаемость), ми-

нерализация даже в литологически однородных пластах разной пористости может быть различной.

Таким образом, хотя расчет времени жизни нейтронов в пластовой воде несложен, для получения достоверного результата необходим предварительный весьма 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 (100), (115), в которых плотность газа ρ определяется выражением

$$\rho = \frac{Mp}{zRT}, \quad (116)$$

где M — молекулярный вес; p — пластовое давление; z — коэффициент сжимаемости; R — универсальная газовая постоянная; T — температура пласта, К. Таким образом, плотность ядер каждого элемента в составе природного газа

$$n_i = \nu_i \rho / zRTq,$$

где ν_i — число атомов i -того элемента в молекуле; q — атомная единица массы.

Из определений величин D и τ , а также из выражения (116) 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

$$\begin{aligned} \tau(p_2, T_2) &= \tau(p_1, T_1) \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \left(\frac{T_2}{T_1} \right); \\ D(p_2, T_2) &= D(p_1, T_1) \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \end{aligned} \quad (117)$$

(при условии $z = \text{const}$).

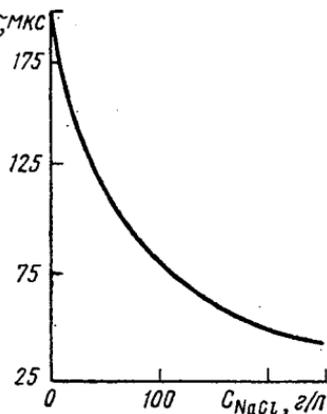


Рис. 36. Зависимость времени жизни тепловых нейтронов τ в пластовой воде от концентрации NaCl

Поскольку природные газы представляют собой смесь углеводородных газов с неуглеводородными, коэффициент сжимаемости z газовой смеси вычисляется с учетом закона псевдоприведенных свойств газов. Из формул (117) следует, что наибольшее влияние на величину нейтронных характеристик τ и D природных газов оказывает пластовое давление. С ростом величины p значения τ и D заметно уменьшаются, при фиксированном 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. 37 показана зависимость от давления и температуры величины обратного времени жизни нейтронов в газообразном метане. В газах газовых месторождений содержание метана изменяется от 75 до 99%. Эти газы представляют 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 месторождений отличаются повышенным содержанием этана (около 5%), пропана и бутана (около 2,5%), причем с увеличением глубины залегания содержание 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. Увеличение содержания тяжелых углеводородов на 10% при фиксированных p и T уменьшает значения D и τ газа на 13%, а повышение содержания азота на 15% уменьшает τ на 16%.

Время жизни тепловых нейтронов τ_r в газовой смеси с плотностью γ (относительно воздуха) можно вычислить через время жизни $(\tau)_{CH_4}$ их в метане (при тех же термодинамических условиях) по формуле [163]

$$\tau_r = \frac{4,35}{1 + 6,1\gamma} (\tau)_{CH_4}.$$

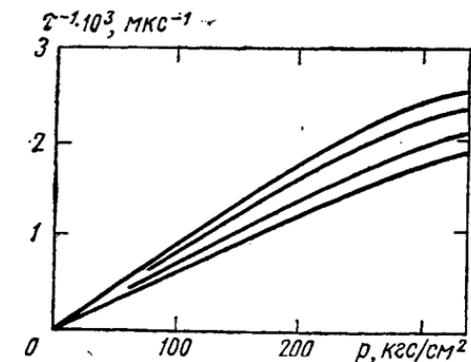


Рис. 37. Зависимость обратного времени жизни тепловых нейтронов τ^{-1} в газообразном метане от давления и температуры

Шифр кривых — температура в °C: 20, 40, 70 и 100 (сверху вниз)

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. Увеличение содержания тяжелых углеводородов на 10% при фиксированных p и T уменьшает значения D и τ газа на 13%, а повышение содержания азота на 15% уменьшает τ на 16%.

Время жизни тепловых нейтронов τ_r в газовой смеси с плотностью γ (относительно воздуха) можно вычислить через время жизни $(\tau)_{CH_4}$ их в метане (при тех же термодинамических условиях) по формуле [163]

Время жизни тепловых нейтронов τ_r в газовой смеси с плотностью γ (относительно воздуха) можно вычислить через время жизни $(\tau)_{CH_4}$ их в метане (при тех же термодинамических условиях) по формуле [163]

Химический состав и нейтронные параметры природных газов по ряду газовых месторождений

Месторождение	Начальное пластовое давление, кгс/см ²	Температура пласта t, °C	Плотность по воздуху γ	Химический состав, %							Время жизни нейтронов τ, мкс	Коэффициент диффузии D · 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	225	95	0,639	89,45	4,95	1,49	0,53	1,28	1,20	1,10	650	10,7
Карадаг	385	120	0,629	96,50	1,31	0,82	0,33	0,14	—	0,41	484	8
Старо-Минское	210	71	0,791	75,25	9,71	6,02	2,38	3,70	—	0,40	544	9
Северный Сох	152	49	0,688	82,80	8,80	3,60	0,50	1,45	1,83	0,02	800	13,3
Радченково	130	55	0,837	90,00	4,24	1,81	0,85	—	3,10	—	910	15
Рудки	100	40	0,764	98,74	0,70	0,08	—	—	0,84	0,075	1220	20
Анастасиевско-Троицкое	87	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

В табл. 13 приведены расчетные значения нейтронных характеристик τ и D природных газов ряда месторождений [58]. Они подобраны таким образом, чтобы наиболее полно охарактеризовать диапазон изменения состава газов, пластовых давлений и температур.

ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СКЕЛЕТА ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

В общем случае пористого пласта, содержащего глинистый материал, воду и углеводороды (нефть или газ), обратное время жизни тепловых нейтронов τ^{-1} вычисляется по формуле

$$\tau^{-1} = (1 - k_{гг} - k_{п}) \tau_{ск}^{-1} + k_{гг} \tau_{гг}^{-1} + k_{п} k_{в} \tau_{в}^{-1} + k_{п} (1 - k_{в}) \tau_{н}^{-1}, \quad (118)$$

где $\tau_{ск}$, $\tau_{гг}$, $\tau_{в}$, $\tau_{н}$ — времена жизни тепловых нейтронов в скелете породы, глине, пластовой воде, нефти (газе) соответственно; $k_{п}$ — доля объема пласта, заполненная флюидом; $k_{гг}$ — объем глинистого материала на единицу объема пласта; $k_{в}$ — коэффициент водонасыщенности.

Для обратной величины коэффициента диффузии D^{-1} тепловых нейтронов в пласте справедливо аналогичное выражение:

$$D^{-1} = (1 - k_{гг} - k_{п}) D_{ск}^{-1} + k_{гг} D_{гг}^{-1} + k_{п} k_{в} D_{в}^{-1} + k_{п} (1 - k_{в}) D_{н}^{-1}. \quad (118')$$

В табл. 14 приведены расчетные значения τ и D для породообразующих минералов осадочных пород [26]. Они показывают, что в осадочных породах величина τ может изменяться почти на два порядка (τ_{max} — у кварца, τ_{min} — у галита). В действительности 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.

Можно отметить некоторые общие закономерности изменения диффузионных характеристик, присущих минеральному скелету осадочных пород. Наиболее широкий диапазон изменения τ (почти в 160 раз) отмечается у породообразующих 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. Таким образом, с точки зрения литологического расчленения пород наиболее подходящим параметром является время жизни нейтронов.

Нейтронные диффузионные характеристики минералов и горных пород

Минералы и горные породы	Состав (формула)	ρ , г/см ³	τ , мкс	$D \cdot 10^5$, см ² /с
Глинозем	Al_2O_3	3,4	440	2,1
Галлуазит	$Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,1	300	0,6
Каолин	$Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot 2H_2O$	2,61	360	0,8
Монтмориллонит	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 2H_2O$	2,1	550	1,2
»	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 3H_2O$	2,1	460	0,97
»	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,1	400	0,81
»	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 5H_2O$	2,1	350	0,68
»	$Al_2O_3 \cdot 4SiO_2 \cdot 6H_2O$	2,1	320	0,55
Бейделлит	$Al_2O_3 \cdot 3SiO_2 \cdot 4H_2O$	2,4	310	0,40
Глина	Al_2O_3 —29,7%, SiO_2 — 45,0%, $CaCO_3$ —10,0%, Fe_2O_3 —4,08%, H_2O —11,0%	—	400	2,56
Известковистая глина	Глина — 75% $CaCO_3$ — 25%	—	440	1,9
Мергель	Глина — 50% $CaCO_3 + CaMg(CO_3)_2$ — 50%	—	530	2,8
»	Глина — 15% $CaCO_3$ — 85%	—	600	2,1
Кварц	SiO_2	2,65	1,100	2,7
Ортоклаз	$K(AlSi_3O_8)$	2,6	300	3,1
Альбит	$Na(AlSi_3O_8)$	2,6	630	2,8
Анортит	$Ca(Al_2Si_2O_8)$	2,6	660	3,0
Алюминит	$Al_2O_3 \cdot SiO_3 \cdot 9H_2O$	1,66	140	0,41
Нефелин	$NaAl \cdot SiO_4$ $KAl \cdot SiO_4$	2,6 2,6	460 190	2,8 3,5
Натролит	$Na_2(Al_2Si_2O_{10}) \cdot 2H_2O$	2,4	370	0,90
Кальцит	$CaCO_3$	2,7	630	2,2
Доломит	$CaMg(CO_3)_2$	2,9	960	1,9
Гипс	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	2,3	250	0,6
Ангидрит	$CaSO_4$	2,9	360	2,7
Гематит	Fe_2O_3	5,1	50	1,1
Бурый железняк	$Fe_2O_3 \cdot 2H_2O$	3,7	40	0,41
Магнетит	Fe_3O_4	5,2	50	1,1
Подохрозит	$MnCO_3$	4,9	20	1,8
Вытерит	$BaCO_3$	4,3	290	2,2
Сидерозит	$CaFe(CO_3)_2$	3,4	160	1,6
Пирротин	Fe_9S_7 , (до $Fe_{11}Si_2$)	4,7	50	2,0—2,9
Оливин (форстерит)	$MgSiO_4$	3,3	110	2,0
Сидерит	$FeCO_3$	4,3	90	1,2
Анализ	TiO_2	3,8	30	1,3
Галит	$NaCl$	2,15	6	1,7
Вода	H_2O	1,0	207	0,36
Нафтенновые углеводороды	C_nH_{2n}	0,85	210	0,34

Примечание. В этой таблице величина D вычислена по односкоростной теории диффузии, чем объясняется некоторое отличие от данных табл. 10.

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 увеличение последнего уменьшает величину 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 τ и содержанием кремния. Минимальными значениями τ скелета 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 пустотность 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 различной пористостью может быть существенно различным.

Основными породообразующими элементами осадочных терригенных пород являются кремний, алюминий, железо, кальций и некоторые другие элементы. Преобладающее содержание в породе того или иного элемента позволяет грубо охарактеризовать ее. Например, наличие алюминия, который входит в состав всех глинистых минералов, говорит о степени глинистости породы, поэтому отношению Al/Si (величина так называемого алюмо-кремниевого модуля), где кремний — основной породообразующий элемент литологических разностей осадочных пород, можно считать показателем глинистости и песчаности породы. На рис. 38 приведен график зависимости времени жизни тепловых нейтронов в скелете породы от величины алюмо-кремниевого модуля. Величина $\tau_{ск}$ изменяется в зависимости от величины отношения Al/Si , причем 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 жиз-

ни 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 τ — 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. 39). Время жизни нейтронов очень зави-

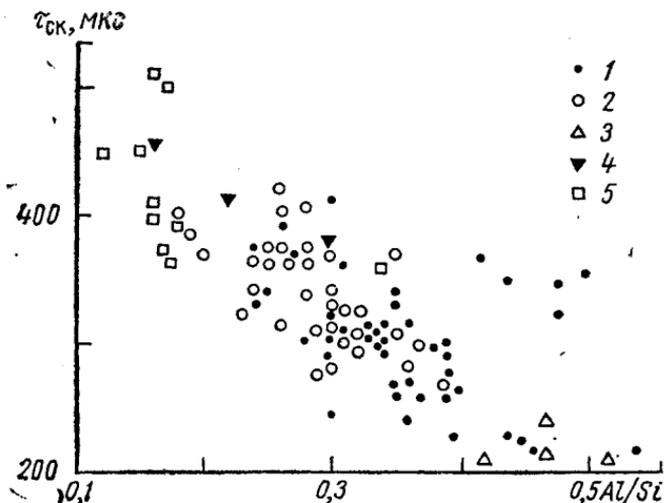


Рис. 38. Зависимость времени жизни нейтронов $\tau_{ск}$ в минеральном скелете породы от величины отношения Al/Si (по данным Д. М. Сребродольского, А. В. Авдеевой, В. А. Владимировой)

1 — глина; 2 — алевролит; 3 — мергель; 4 — песчаник; 5 — песок

сит от наличия в скелете горных пород элементов с аномальными нейтронными свойствами. Особенно важен учет бора. Хотя этот элемент содержится в осадочных горных породах в небольших количествах (до сотых долей процента), он в силу своих аномальных поглощающих свойств приводит к существенному снижению времени жизни нейтронов.

По результатам химического анализа образцов керна был проведен расчет $\tau_{ск}$ с учетом содержания бора S_B . Присутствие бора в породе заметно уменьшает величину $\tau_{ск}$, что видно из рис. 40, на котором показана зависимость величины $\tau_{ск}(0) - \tau_{ск}(B)$, где $\tau_{ск}(0)$ — значение τ без учета содержания бора, $\tau_{ск}(B)$ — с учетом содержания бора. Увеличение содержания бора S_B на 0,05% почти вдвое уменьшает величину $\tau_{ск}$.

Кроме бора, в осадочных породах содержатся и другие элементы с высокими сечениями поглощения тепловых нейтронов — K, Na, Ti, Mn, S, P, Fe и т. п. Суммарный вклад этих элементов в макроскопическое сечение поглощения породы может достигать 30—50% и более [127].

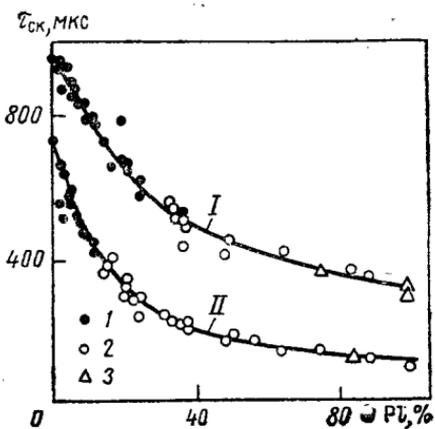


Рис. 39. Зависимость времени жизни нейтронов в минеральном скелете $\tau_{ск}$ породы от содержания глинистой фракции PI:

I — без учета содержания бора; II — с учетом содержания бора; 1 — песчаник; 2 — алевролит; 3 — аргиллит

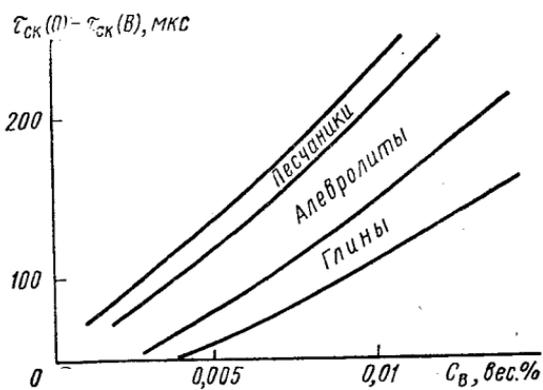


Рис. 40. Зависимость времени жизни нейтронов τ от содержания бора C_B

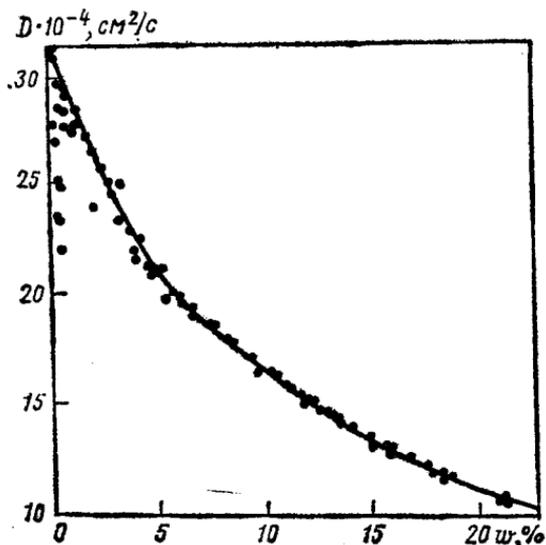


Рис. 41. Зависимость коэффициента диффузии D тепловых нейтронов в минеральном скелете пород от содержания связанной воды w

На величину коэффициента диффузии тепловых нейтронов D в скелете горных пород основное влияние оказывает химически связанная вода (рис. 41), при содержании которой более 5% величина D практически не зависит от минералогического состава скелета.

ДИФфуЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОДОНОСНЫХ, НЕФТЕНОСНЫХ И ГАЗОНОСНЫХ ПЛАСТОВ

Диффузионные параметры τ и D горных пород вычисляются по формулам (118) 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. 29). В табл. 15 приведены времена жизни нейтронов в пес-

Таблица 15

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
0,01	1050	1010	972	936	910	890
	615	610	590	573	557	542
	924	890	860	827	794	764
0,03	968	884	780	723	675	644
	592	554	518	484	452	423
	862	782	712	650	593	451
0,05	883	752	650	567	500	443
	570	513	463	420	380	347
	824	700	608	535	473	423
0,10	752	580	467	386	324	280
	510	433	366	315	273	240
	677	550	446	372	314	272
0,20	580	400	300	235	190	160
	427	330	258	210	174	148
	524	384	290	230	188	151
0,30	472	303	220	170	135	113
	368	266	200	157	127	107
	427	296	215	167	133	111
0,40	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.

чанике, известняке и доломите различной пористости при различной минерализации пластовой воды. На рис. 42 показана зависимость от пористости величины коэффициента диффузии D в песчанике, известняке и доломите.

При расчетах параметра τ для водоносных пластов следует иметь в виду, что с изменением пористости может изменяться минеральный состав скелета и минерализация пластовой воды.

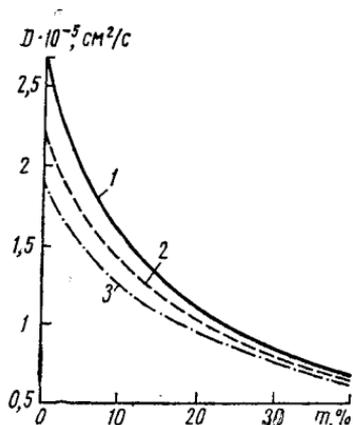


Рис. 42. Зависимость коэффициента диффузии D тепловых нейтронов от влажности нейтронов m для песчаника (1), известняка (2) и доломита (3)

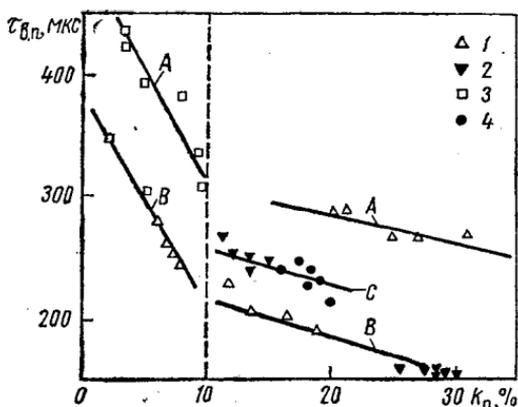


Рис. 43. Зависимость времени жизни нейтронов в водоносном пласте $\tau_{в.п.}$ от пористости k_n

C — для XII продуктивного горизонта (J_2) месторождения Жетыбай; A — для отложений J_2+J_3 месторождения Узень; B — для отложений C_1 месторождения Узень. 1 — песчаники «чистые»; 2 — песчаники алевритистые; 3 — алевриты; 4 — известковистые разности песчаных пород

На рис. 43 показана зависимость величины τ 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 ($k_n \approx 10\%$) 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 $\tau \approx 150 \div 300$ мкс.

На рис. 44 показана расчетная зависимость времени жизни нейтронов от пористости для пластов известняка и доломита с различными коэффициентами нефтенасыщенности. Однако результаты подобных расчетов не дают представления о реальном характере зависимости $\tau(k_n)$ в нефтеносных пластах. Это обус-

ловлено наличием четкой корреляционной зависимости между остаточной водонасыщенностью k_B и пористостью, которую необходимо учитывать в расчетах. Характер этой зависимости определяется структурно-литологическими особенностями коллекторов и у различных типов отложений может заметно различаться. На рис. 45 дана зависимость от коэффициента нефтенасыщенности отношения времени жизни в водоносном пласте $\tau_{в.п}$ к времени жизни в нефтеносном пласте $\tau_{н.п}$, вычисленная для XII про-

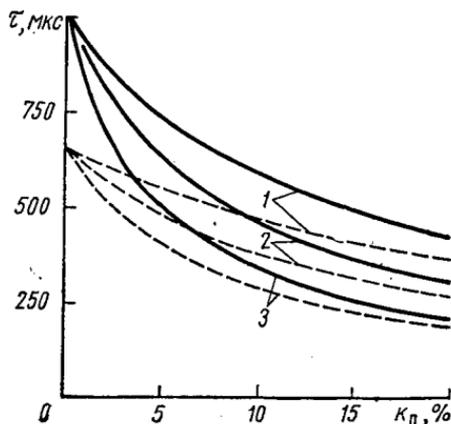


Рис. 44. Зависимость времени жизни тепловых нейтронов τ от пористости k_n для доломита (сплошные линии) и известняка (пунктир)
1 — нефтеносные пласты, $k_n = 8\%$; 2 — нефтеносные пласты, $k_n = 5\%$; 3 — водоносные пласты

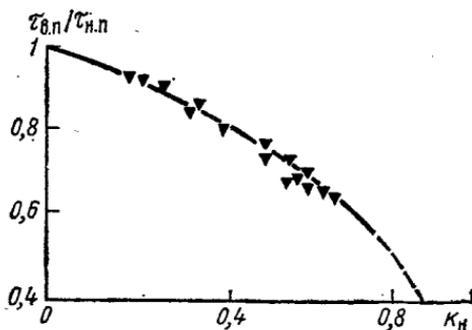


Рис. 45. Зависимость величины отношения $\tau_{в.п} / \tau_{н.п}$ от нефтенасыщенности k_n для XII продуктивного горизонта месторождения Жетыбай

дуктивного горизонта месторождения Жетыбай с учетом зависимости коэффициента остаточной водонасыщенности от пористости [3].

Величины диффузионных характеристик D и τ 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 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 D возможно при большом разнообразии геологических условий, чем по величине τ [58]. 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

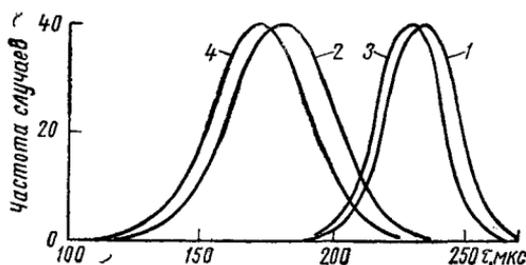


Рис. 46. Кривые распределения времени жизни тепловых нейтронов τ для нефтеносных (1, 3) и водоносных (2, 4) литологически различных пластов месторождения Узень

1, 4 — горизонт XIV; 2, 3 — горизонт XIII

оценку газонасыщенности и пористости по коэффициенту диффузии. Как уже отмечалось выше, 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. 46). Изменения концентрации элементов отражаются на статистических распределениях величин τ для водоносных и нефтеносных пластов и определяют область перекрывающихся значений, где однозначное определение характера насыщения по параметру τ невозможно. Такие распределения используются для разделения водоносных и нефтеносных пластов, выделения пропущенных нефтеносных интервалов по ИНМ, а также для выбора оптимальных режимов измерений и оценки необходимой точности измерений декремента затухания.

В работах Е. Б. Бланкова описана методика вероятностной оценки характера насыщения пласта по измеренному времени жизни нейтронов с использованием критериев, обеспечивающих надежность интерпретации.

Д. А. Шапиро была обоснована необходимость учета процессов ионной диффузии в пористых средах при расчетах времени жизни тепловых нейтронов в горных породах и тампонажном цементе [135].

В пористых средах вследствие наличия двойного электрического (ионного) слоя общая концентрация ионов на стенках капилляров больше их концентрации в свободном растворе, которым эта среда насыщена (в пластовой воде, в фильтрате бурового раствора). Это различие тем существеннее, чем меньше солёность воды и чем больше ионная ёмкость породы (т. е. чем более дисперсна среда и чем больше ее нефтегазонасыщенность).

В горных породах внутренняя обкладка двойного ионного слоя обычно образована анионами кристаллической решетки самой породы, а внешняя — ка-

тионами 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 α и чем меньше соленость воды C_0 .

В однородных глинистых песчаниках вблизи ВНК при малых соленостях 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 водо-нефтяной контакт определяется более резко, чем это обусловлено снижением водонасыщенности пласта.

В тампонажном цементе в скважинных условиях внутренняя обкладка образована катионами, внешняя — анионами. Поэтому здесь содержание хлора выше, чем в насыщающем растворе. На рис. 47 приведены рассчитанные Д. А. Шапиро зависимости времени жизни нейтронов τ от солености C_0 пластовой воды в горной породе ($\tau_{СК}=500$ мкс) при значении параметра Лэнгмюра $\beta_{Na}=10$ н. и ионной емкости среды α . Они количественно характеризуют изменение величины τ в зависимости от солености пластовых вод C_0 по сравнению с неадсорбирующей породой ($\alpha=0$). Следует иметь в виду, что эти графики не характеризуют изменение τ пластов при $C_0=\text{const}$ с увеличением их относительной глинистости, поскольку в этом случае величина $\tau_{СК}$ не остается постоянной, а уменьшается вследствие повышенного содержания в глинистой фракции микроэлементов с большим сечением захвата нейтронов, в частности бора (в нефтяных пластах, кроме того, с увеличением глинистости повышается остаточная водонасыщенность).

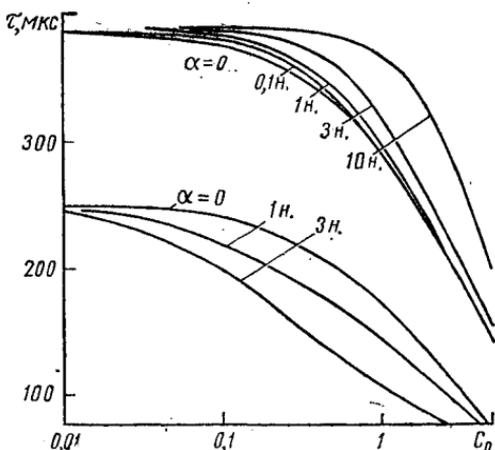


Рис. 47. Зависимость времени жизни нейтронов τ в пласте от солености C_0 , насыщающий пласт воды при $k_{п}=20\%$, для растворов NaCl и CaCl_2 ($\beta_{Cl}=0$; $\beta_{Ca}=0,1$ н.; $\beta_{Na}=1$ н. и 10 н.)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК К ИЗМЕНЕНИЮ ВОДОРОДОСОДЕРЖАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

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).

Ошибка в определении m по величине L_s , обусловленная неконтролируемым изменением минералогического состава пласта,

может быть значительной (см. рис. 25). Так, $L_s=12$ см соответствует песчанику с $m=20\%$ или доломиту с $m=14\%$, или ангидриду с $m=20\%$, или известняку с $m=17\%$. При $L_s=12$ см максимальная относительная ошибка в определении объемного водонасыщения по длине замедления достигает 40% отн.

Время замедления нейтронов полностью определяется замедляющей способностью среды при конечной энергии нейтронов, при которой сечение рассеяния нейтронов на протонах аномально велико. В силу этого обстоятельства время замедления очень за-

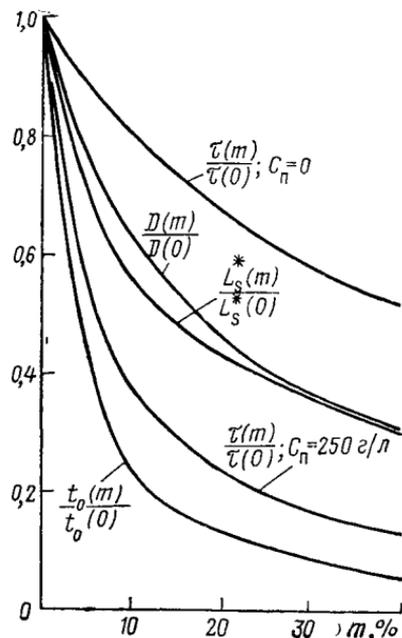


Рис. 48. Зависимость относительных величин нейтронных характеристик горных пород от водонасыщенности m

висит от пористости пород. Зависимость $t_0(m)$ также подвержена влиянию изменения минерального состава скелета породы, но влияние это значительно слабее, чем у L_s или коэффициента диффузии D . Ошибка определения пористости по времени замедления нейтронов без учета минералогического состава пород не превышает 10% 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 (В, Сl, Сd, Нg, редкие земли). При малых концентрациях аномальных поглотителей на величину τ оказывает заметное влияние также и водородосодержание породы.

На рис. 48 показано относительное изменение нейтронных характеристик с изменением водонасыщенности. При небольшой пористости ($m < 10 \div 15\%$) наиболее чувствительно к изменению водородосодержания время замедления, далее — длина замедления нейтронов.

При пористости $m > 15 \div 20\%$ нейтронные характеристики обладают примерно одинаковой чувствительностью к изменению водородосодержания.

Время замедления нейтронов наиболее чувствительно к изменению водородосодержания.

К сожалению, большое влияние воды, заполняющей скважину, фактически лишает возможности дифференцировать пласты по пористости с использованием времени замедления. Если в однородных пластах песчаника времена замедления при пористости 0 и 20% отличаются на порядок, то, как показывают расчеты по

методу Монте-Карло, в скважине ($d_c=16$ см) между ними нет даже двукратного различия. Уменьшение диаметра скважины с целью ослабить влияние заполнения на установление временных распределений в пласте, не улучшает положение, так как даже незначительное содержание воды в замедлителе сильно сказывается на кинетике замедления нейтронов. Отметим, что в системе скважина — пласт время замедления нейтронов довольно сильно зависит от размера зонда, особенно в средах с малым водородо-содержанием.

Использование времени замедления нейтронов для оценки параметров пласта, по-видимому, возможно в сухих скважинах малого диаметра, использующихся в рудной геологии. В этом случае различие времен замедления в породах почти полностью будет совпадать с тем, которое наблюдается в соответствующих однородных средах.

ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД

Возможность решения геологических задач путем измерения нейтронных характеристик D и τ горных пород основана на том, что некоторые минералы, являющиеся полезными ископаемыми, а также флюиды, насыщающие пласты, характеризуются anomalously большими значениями сечения поглощения или сечениями переноса по сравнению с вмещающими породами.

Для типичных пород осадочного комплекса (песчаник, известняк, доломит и т. д.) величина Σ_a колеблется в пределах $(3 \div 6) \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Минералы, включающие такие элементы, как В, Нг, Сl редкоземельные и др., характеризуются Σ_a , достигающей 1 см⁻¹ и более.

Для осадочных пород, не содержащих связанной воды и поровой жидкости, величина Σ_a близка к 0,2 см⁻¹, а для пластовых вод и нефтей — около 2 см⁻¹. Если учесть, что во многих случаях пластовые воды 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 (время жизни) нейтронов в пласте D_{Π} и зная соответствующие величины для скелета $D_{ск}$ и флюида $D_{ф}$, можно определить пористость k_{Π} :

$$k_{\Pi} = \frac{D_{\Pi}^{-1} - D_{ск}^{-1}}{D_{ф}^{-1} - D_{ск}^{-1}}.$$

Здесь предполагается, что все поровое пространство заполнено флюидом (водой или нефтью). Очевидно, что точность определе-

ния k_{Π} тем выше, чем меньше ошибка измерения величин \dot{D}_{Π} , $D_{СК}$, D_{Φ} и чем больше разность $(D_{\Pi}^{-1} - D_{СК}^{-1})$ и $(D_{\Phi}^{-1} - D_{СК}^{-1})$. Это значит, что точность определения k_{Π} 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_{Φ} и D_{Π} , поэтому значение $D_{СК}$ может быть получено путем расчета на основании данных об элементном составе скелета.

Определение коэффициента нефтенасыщенности $k_{Н}$. Если известна величина k_{Π} , 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 $\tau_{Н} \neq \tau_{В}$ (минерализованная вода), определить коэффициент нефтенасыщенности по формуле

$$k_{Н} = \frac{(\tau_{В}^{-1} - \tau_{СК}^{-1}) - k_{\Pi}(\tau_{\Pi}^{-1} - \tau_{СК}^{-1})}{\tau_{В}^{-1} - \tau_{Н}^{-1}}.$$

При данной точности определения величин $\tau_{В}$, $\tau_{Н}$, $\tau_{СК}$, τ_{Π} ошибка в определении $k_{Н}$ тем меньше, чем выше пористость пласта, чем больше величина $\tau_{СК}$ и чем меньше величина $\tau_{В}$ (т. е. чем больше минерализация пластовых вод). По аналогичной формуле можно определить коэффициент газонасыщенности (заменяя $k_{Н}$ на $k_{Г}$ и $\tau_{Н}$ на $\tau_{Г}$).

Величины $\tau_{Н}$, $\tau_{В}$, $\tau_{СК}$ должны определяться экспериментально на образцах вещества, поскольку расчеты могут привести к значительным погрешностям (при отсутствии данных о концентрации аномально поглощающих микропримесей).

Определение концентрации поглотителя. Определение в рудном теле концентрации C_x элемента с большим сечением поглощения нейтронов (В, Сl, Нg, Fe, редкие земли и др.), может проводиться путем измерения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горной породе:

$$C_x = \frac{\tau_x}{\tau_{пор}} \frac{\tau_{ВМ} - \tau_{пор}}{\tau_{ВМ} - \tau_x} \equiv \frac{\tau_{ВМ}/\tau_{пор} - 1}{\tau_{ВМ}/\tau_x - 1},$$

где $\tau_{ВМ}$, $\tau_{пор}$, τ_x — время жизни тепловых нейтронов во вмещающих породах, в породе, содержащей поглотитель, и в самом поглотителе. (По аналогичной формуле можно оценить степень доломитизации или сульфатизации известняков.)

Формула верна для случая равномерного распределения в породе всех элементов.

При данной точности определения величин τ_x , $\tau_{ВМ}$ и $\tau_{пор}$ относительная ошибка определения концентрации

$$\delta C_x \approx [C_x (\tau_{ВМ} - \tau_x)]^{-1},$$

т. е. уменьшается с увеличением C_x и разности $(\tau_{ВМ} - \tau_x)$.

Таким образом, для определения величин $k_{п}$, $k_{н}$, C_x по измеренным $D_{п}$, $\tau_{п}$ и $\tau_{пор}$ необходимо дополнительно знать $D_{ск}$, $D_{ф}$, $\tau_{в}$, $\tau_{н}$, $\tau_{ск}$, $\tau_{х}$, $\tau_{вм}$. Величины $D_{ск}$ и $\tau_{х}$ могут быть вычислены по известному химическому составу, $D_{н}$ и $\tau_{н}$ — по известной плотности нефти (при нормальных условиях) и ее газовому фактору, $\tau_{в}$ — по известной минерализации пластовой воды (по хлору), $\tau_{пор}$, $\tau_{ск}$ и $\tau_{вм}$ целесообразно определять экспериментально. Вопросы оценки точности определения петрофизических параметров пласта при допустимых погрешностях измерения D и τ рассмотрены в работах [57, 120].

ГЛАВА V

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ ГЕОЛОГИИ

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПАЛЕТОЧНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ НГМ И ННМГ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОРИСТОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Для количественного определения пористости (водородосодержания m) горных пород по данным стационарного НГМ в практике интерпретации используются зависимости $J_{ny} = f(m)$, полученные на моделях пластов для различных типов аппаратуры и заданных условий измерений (диаметр скважины, наличие или отсутствие обсадки и т. д.).

Полученные экспериментально палеточные зависимости имеют простую гиперболическую (в двойном арифметическом масштабе) форму и, как показал Э. Ю. Николаевский, хорошо аппроксимируются следующей зависимостью:

$$J_{ny}(m) = \left(\frac{m}{J(1)} + \frac{1-m}{J_{ny}(0)} \right)^{-1} + J_{\gamma\gamma}(m), \quad (119)$$

где $J_{ny}(0)$ — показание НГМ в минеральном скелете (плотном пласте), а $J_{\gamma\gamma}$ — вклад рассеянного гамма-излучения (учет этой компоненты необходим практически лишь при $m \geq 0,5 \div 0,6$) (рис. 49).

В выражении (119) значения $J_{ny}(0)$ и $J(1)$ представляют собой ординаты, соответствующие левой и правой асимптотам палеточной зависимости $J_{ny}(m)$, причем

$$J(1) = J_{ny}(1) - J_{\gamma\gamma}(1). \quad (120)$$

Существующие глубинные приборы наряду с эффектом НГМ регистрируют довольно существенный, особенно при высокой пористости, эффект ГГМ (впервые это было отмечено В. П. Иван-

Таблица 16

Величины $J(0)$ и $J(1)$ в аппроксимации палеточных зависимостей $J=f(m)$ для пластов известняка в НГМ и ННМт для различных типов глубинных приборов

Диаметр скважины, см	J	НГМ			ННМт	
		ДРСТ-1	СП-62	НГК-57	Прибор Шлюмберже	ННМт-40
15	$J(1)$	0,5	0,6	—	0,8	1
	$J(0)$	7,3	8	—	6,8	1,6
20	$J(1)$	0,5	0,6	0,5	0,8	1
	$J(0)$	5,0	5,6	3,0	5,6	11
25	$J(1)$	0,5	0,6	0,5	0,8	1
	$J(0)$	4,0	4,2	2,8	4,5	8
30	$J(1)$	0,5	0,6	0,5	0,8	1
	$J(0)$	3,6	3,8	2,5	4,2	7

киным). Соотношение (120), вытекающее из (119), показывает, что используемая в практике эталонная единица НГМ $J_{ny}(1)$ представляет собой сумму легко разделимых аддитивных слагаемых показаний НГМ и ГГМ в воде. Величина $J_{ny}(1)$ является постоянной для данного типа прибора, не зависящей от диаметра скважины (табл. 16). Формула (119) без слагаемого J_{vy} справедлива также для аппроксимации палеточных зависимостей ННМт и удобна для использования в алгоритмах автоматической интерпретации на ЭВМ.

Имеющиеся палеточные зависимости $N_T=f(m)$ получены преимущественно для пластов с пресным заполнением. Однако в горных породах минерализация пластовой жидкости может изменяться в широких пределах. Для того чтобы из выражения (119) получить уравнение палеточной зависимости ННМт для пластов, насыщенных минерализованной водой, в него необходимо ввести эталонную единицу $\tilde{N}(1)$ для воды соответствующей минерализации, используя соотношение (92')

$$\tilde{N}(1) = N(1) \frac{\tilde{\tau}}{\tau} = N(1) \frac{\Sigma_a}{\Sigma_c},$$

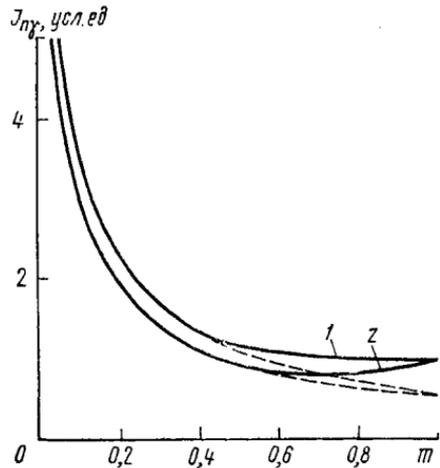


Рис. 49. Аппроксимация палеточных (сплошные линии) зависимостей НГМ формулой (119) (пунктирные линии) без учета J_{vy} для приборов СП-62 (1) и ДРСТ-1 (2). Скважина необсажена, диаметр ее 20 см

где τ , $\tilde{\tau}$ и Σ_a , $\tilde{\Sigma}_a$ — соответственно время жизни и макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов в пресной и минерализованной воде.

Величина $\kappa = J_{n\gamma}(0)/J_{n\gamma}(1)$ называется коэффициентом дифференциации аппаратуры для данных условий измерений. Если она известна, то относительные показания прибора $J_{n\gamma}(m)/J_{n\gamma}(1)$ можно выразить в единицах

$$\Delta J_{n\gamma}(m) = \frac{J_{n\gamma}(m) - J_{n\gamma}(1)}{J_{n\gamma}(0) - J_{n\gamma}(1)} = \frac{J_{n\gamma}(m)/J_{n\gamma}(1) - 1}{\kappa - 1},$$

если величина κ неизвестна, за $J_{n\gamma}(1)$ принимается показание в каверне.

Чувствительность нейтронного метода с прибором конкретного типа к изменению пористости (водородосодержания) пластов в диапазоне ее изменения, представляющем геолого-геофизический интерес, определяется параметром $S(m)$:

$$S(m) = - \frac{1}{J(m)} \frac{dJ(m)}{dm}$$

(знак минус отражает уменьшение показаний с увеличением пористости). Параметр S — относительное изменение показаний на 1% пористости. Используя выражение (119) и пренебрегая для нейтронного гамма-метода вкладом рассеянного гамма-излучения, получаем:

$$S(m) \approx \frac{J(m)}{J(0)} (\kappa - 1).$$

Таким образом, пределы изменения чувствительности S определяются величиной коэффициента дифференциации глубинного прибора κ :

$$\kappa - 1 > S(m) > \frac{\kappa - 1}{\kappa}.$$

На практике в ряде случаев оказывается целесообразным сужение крайних значений водородосодержания, которое сводится к замене $J(0) \rightarrow J(m_{\min})$, $J(1) \rightarrow J(m_{\max})$, где m_{\min} и m_{\max} — соответственно минимальное и максимальное водородосодержания, имеющие место в геологическом разрезе или обеспечиваемые конструкцией эталонировочного устройства.

К сожалению, аппроксимация зависимости $J_{n\gamma}(m)$ типа (119) оказывается слишком грубой при заполнении скважины пресным раствором, а также при минерализованной пластовой воде. В этом случае характер зависимости $J_{n\gamma}(m)$ более сложный из-за существенного изменения соотношения между вкладом «излучения скважины» и «излучения пласта» (см. ниже).

Выше было показано, что по отношению показаний ННМт в однородной среде на двух зондах (большом и малом) может быть определена длина замедления нейтронов до тепловой энер-

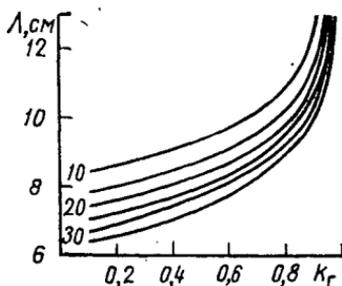
гии. В реальных условиях двухзондовая модификация ННМт применима для определения эффективной длины замедления нейтронов Λ в системе скважина — пласт из соотношения

$$\Lambda = \frac{Z_2 - Z_1}{\ln [J(Z_1)/J(Z_2)]}, \quad Z_2 > Z_1.$$

На рис. 50 показана зависимость эффективной длины замедления нейтронов от коэффициента газонасыщенности в пластах различной пористости, установленная по результатам многократ-

Рис. 50. Зависимость эффективной длины замедления нейтронов Λ от коэффициента газонасыщенности k_r пластов

Шифр кривых — k_{II} в %
($Z_1 = 40$ см, $Z_2 = 60$ см)



ных замеров в скважинах газового месторождения Газли [1]. Хотя по величине Λ не совпадает с L_s^* , зависимость $\Lambda(k_r)$ очень близка к аналогичной зависимости для бесконечной однородной среды со свойствами исследуемого пласта $L_s^*(k_r)$.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОДОНОСНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОНОСНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ НЕЙТРОННЫМИ МЕТОДАМИ¹

Для количественного определения коэффициента газонасыщенности пластов в некоторых методиках используются палеточные зависимости показаний нейтронных методов от пористости полностью водонасыщенных пластов. В основе таких методик лежит необоснованное предположение о том, что при эквивалентном водородосодержании водоносного и газонасного пластов показания против них совпадают, т. е. различие их плотности на показания не влияет. Ниже на основе анализа нейтронных характеристик горных пород описан способ определения k_r по эффективной влажности с учетом плотностного эффекта.

Влажность m водоносного пласта, показания метода против которого совпадают с показаниями против газонасного пласта с пористостью k_{II} и газонасыщением k_r , будем называть эффективной влажностью $m_{эф}$ данного газонасного пласта. Это значит, что

¹ Материалы для этого и заключительного разделов предоставлены Р. А. Резвановым.

при прочих равных условиях длины миграции нейтронов и захватного гамма-излучения для этих двух пластов должны совпадать.

Для ННМнт длина замедления $L^{s*}(k_{\text{п}}, k_{\text{г}})$ в газоносном пласте должна совпадать с длиной замедления $L_s^*(m_{\text{эф}}0)$ в водоносном пласте с водородосодержанием (пористостью) $m_{\text{эф}}$:

$$L_s^*(k_{\text{п}}, k_{\text{г}}) = L_s^*(m_{\text{эф}}, 0).$$

Расчет $L_s^*(m_{\text{эф}}, 0)$ легко производится с использованием принципа подобия, при заданном химическом составе (в нашем случае при заданном соотношении объемов воды и скелета) значение L_s^* обратно пропорционально плотности среды, т. е.

$$L_s^*(k_{\text{п}}, k_{\text{г}})/L_s^*(m', 0) = \rho(m', 0)/\rho(k_{\text{п}}, k_{\text{г}}),$$

где $\rho(m', 0)$ и $\rho(k_{\text{п}}, k_{\text{г}})$ — плотности водоносного пласта с пористостью m' и газоносного с пористостью $k_{\text{п}}$ и газонасыщением $k_{\text{г}}$; m' — влажность (пористость) водоносной породы, в которой отношение объемов воды и скелета породы такое же, как и в газоносном пласте:

$$\frac{m'}{1-m'} = \frac{k_{\text{п}}(1-k_{\text{г}}) + k_{\text{п}}k_{\text{г}}\omega_{\text{г}}}{1-k_{\text{п}}},$$

$\omega_{\text{г}}$ — отношение концентрации водорода в одинаковых объемах газа и воды. Можно полагать $\omega_{\text{г}} \approx p/623$, где p — пластовое давление.

Отсюда

$$m' = \frac{k_{\text{п}}(1-k_{\text{г}}) + k_{\text{п}}k_{\text{г}}\omega_{\text{г}}}{1-k_{\text{п}}k_{\text{г}}(1-\omega_{\text{г}})} = \frac{m_{\text{г}}}{1-k_{\text{п}}k_{\text{г}}(1-\omega_{\text{г}})},$$

где $m_{\text{г}} = k_{\text{п}}(1-k_{\text{г}}) + k_{\text{п}}k_{\text{г}}\omega_{\text{г}}$ — истинная влажность газоносного пласта.

Величина $k_{\text{г}}$ может быть определена по графику зависимости $m_{\text{эф}}$ от $k_{\text{п}}$ и $k_{\text{г}}$; $m_{\text{эф}}$ определяется по показаниям метода в газоносном пласте с использованием палетки пористости. При этом величина $k_{\text{п}}$ предполагается известной (если она неизвестна, необходимо использовать комплекс нейтронного и акустического или гамма-гамма-метода). Для облегчения расчетов эффективной влажности газоносных пластов целесообразно использовать номограмму, пример которой для плотности скелета $\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$ и $p = 0$ приведен на рис. 51. В правом нижнем углу рисунка помещены зависимости от влажности m длины замедления нейтронов L_s^* , длины миграции таковых нейтронов $L_n = \sqrt{L_s^2 + L_d^2}$ и длины миграции захватного гамма-излучения $L_{\text{нв}} = \sqrt{L_n^2 + L_{\gamma}^2}$. В правой верхней его части расположена номограмма для вычисления m' по известным значениям $k_{\text{п}}$ (вертикальная ось) и $k_{\text{г}}$ (шифр кри-

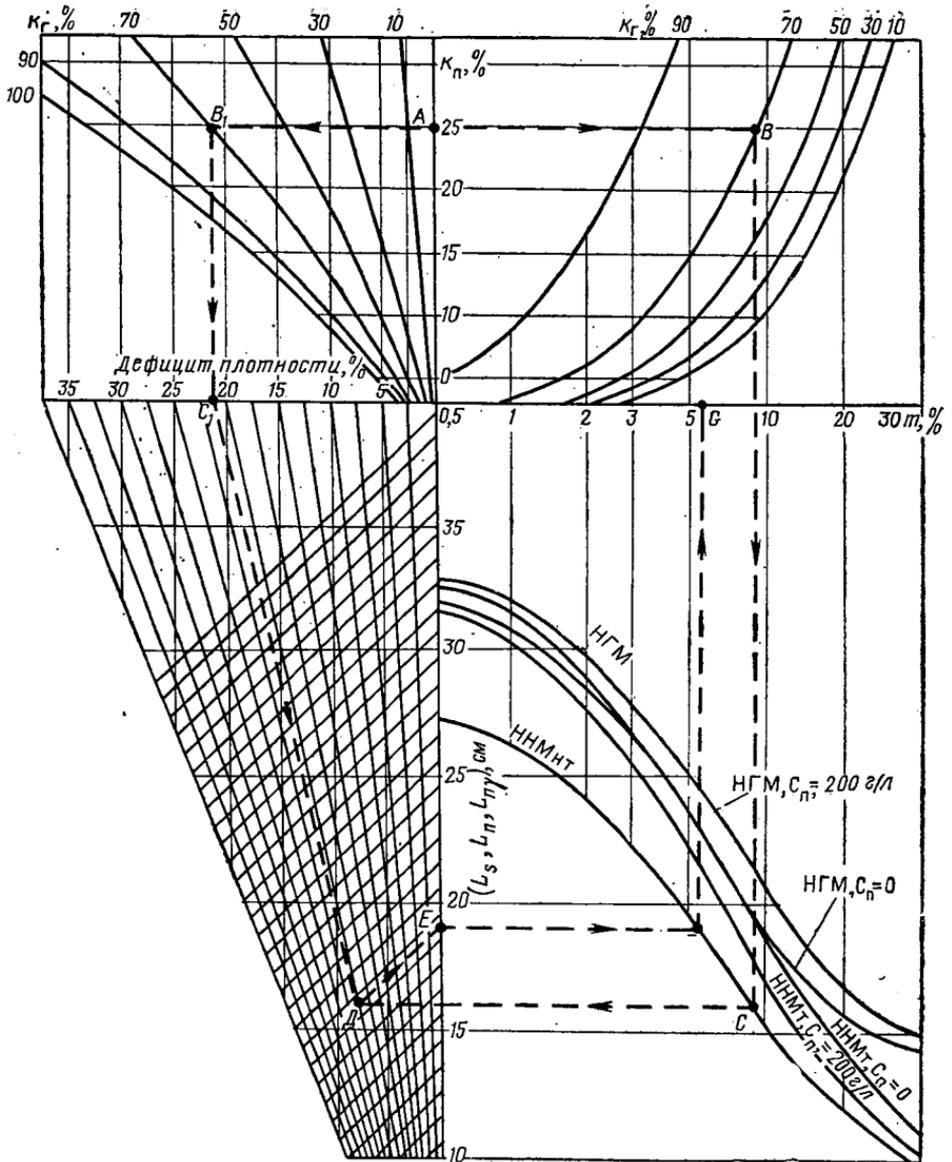


Рис 51. Номограмма для расчета эффективной влажности $m_{эф}$ газонесущих пластов по нейтронным характеристикам водоносных пластов

вых). В левом верхнем углу находится номограмма для расчета отношения $\rho(m', 0)/\rho(k_{п}, k_{г})$, а в левом нижнем углу — палетка умножения L_s^* , L_n , $L_{пг}$ на это отношение. Схема пользования номограммой показана пунктирными линиями.

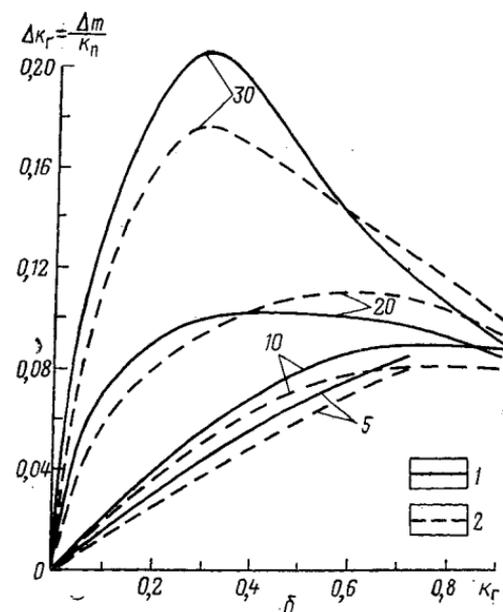
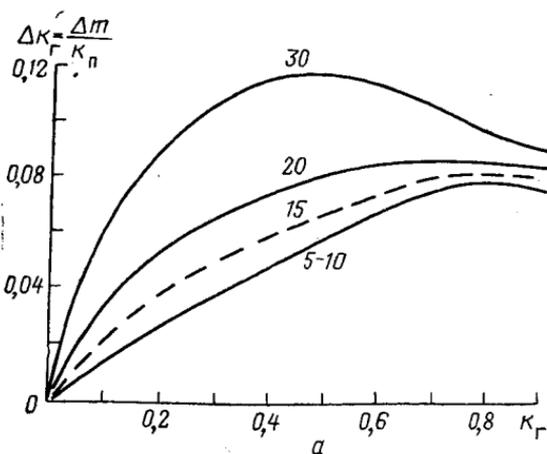


Рис. 52. Зависимость абсолютной ошибки определения коэффициента газонасыщенности $\Delta k_{г}$ от коэффициента газонасыщенности при учете плотностного эффекта

a — для НМ; b — для НГМ. 1 — $C_{п} = 200$ г/л; 2 — $C_{п} = 0$. Шифр кривых — коэффициент пористости $k_{п}$, %

Результаты расчета эффективной влажности газонасыщенных песчаников для случая $p=0$ представлены на рис. 52 в виде кривых зависимости абсолютной ошибки ($\Delta k_{г} = \frac{m_{г} - m_{эф}}{k_{п}}$) определения $k_{г}$ (из-за пренебрежения плотностным эффектом) от $k_{г}$ при разных $k_{п}$.

На рис. 53 приведена зависимость эффективной влажности от истинной влажности при различных $k_{п}$, которая в совокупности с палеткой пористости для заданных условий позволяет определять $k_{г}$, если известна величина $k_{п}$.

Результаты расчетов показывают, что плотностной эффект, обуславливающий различие между истинной и эффективной влажностью газонасыщенных пластов, значителен. При высоких значениях $k_{п}$ и $k_{г}$ этот эффект (для всех стационарных нейтронных методов) может достигать 100% и более от истинной влажности.

Абсолютная ошибка определения $k_{г}$ максимальна при некотором промежуточном значении $k_{г}$, которое растет с уменьшением $k_{п}$. Абсолютная ошибка определения $k_{г}$ за счет того, что не учитывается плотностной эф-

фekt, может достигать (при $k_{\pi}=30\%$) 23% для НГМ и 12% для ННМ. Максимум относительной ошибки определения k_r достигается при низких значениях k_r . При $k_r \approx 10\%$ и $k_{\pi}=30\%$ она доходит до 60% для ННМ и превышает 100% для НГМ.

Влияние плотностного эффекта на показания ННМт и ННМнт практически одинаково (различие не превышает 20% отн.). Тако-

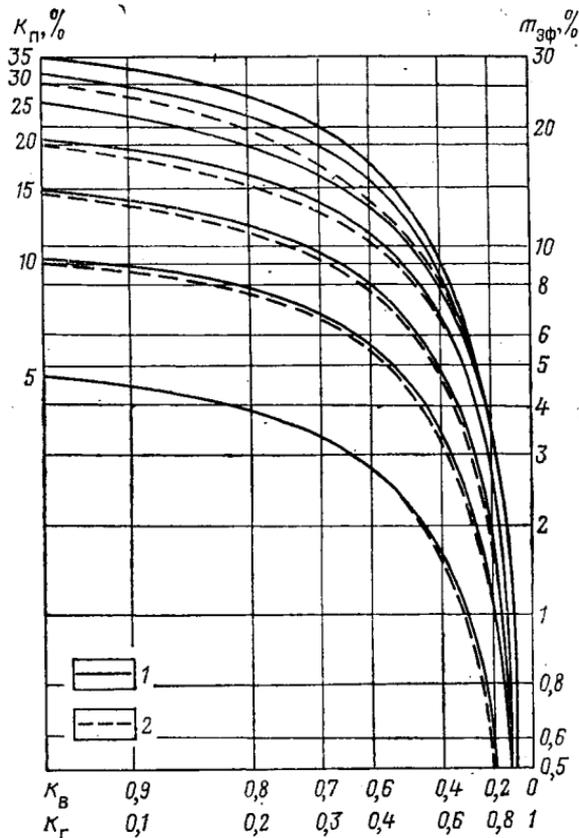


Рис. 53. Номограмма для определения коэффициента газонасыщенности k_r по эффективной влажности $m_{\text{эф}}$, определенной по данным нейтронных методов
1 — для ННМ; 2 — для НГМ

вы же различия эффекта для ННМт при минерализации пластовых вод 0 и 200 г/л. В связи с этим независимо от минерализации пластовой воды для ННМнт и ННМт можно рекомендовать одну и ту же палетку, усредненную для перехода от $m_{\text{эф}}$ к k_r (см. рис. 53). Для НГМ (без кадмиевого окружения счетчиков) влияние плотностного эффекта выше, чем для ННМ, особенно при низких k_r .

Палетки для перехода от $m_{эф}$ к m_r (или k_r при известном $k_{п}$), подобные приведенной на рис. 53, для случая $p=0$, могут быть аналогично рассчитаны и для других значений пластового давления.

ВЛИЯНИЕ «ИЗЛУЧЕНИЯ СКВАЖИНЫ» НА ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАНИЙ НГМ ОТ ПОРИСТОСТИ ПЛАСТА И ХЛОРОСОДЕРЖАНИЯ ПЛАСТОВОЙ ВОДЫ¹

Регистрируемая прибором НГМ плотность потока захватного гамма-излучения $J_{пг}$ является суммой компонент гамма-квантов радиационного захвата тепловых нейтронов в скважине J_c («излучение скважины») и в пласте $J_{п}$ («излучение пласта»):

$$J_{пг}(m) = J_c(m) + J_{п}(m).$$

На определяющую роль компоненты J_c при измерениях НГМ указывалось уже в ранних работах Ю. А. Гулина, И. Л. Дворкина и др. Компонента J_c включает гамма-излучение, возникающее при поглощении тепловых нейтронов в корпусе глубинного прибора $J_{пр}$, буровом растворе J_r , глинистой корке, а в обсаженных скважинах, кроме того, в обсадной колонне и в цементном камне. Компонента J_c намного больше зависит от изменения водородосодержания пласта, чем компонента $J_{п}$. Это объясняется тем, что величина J_c пропорциональна плотности тепловых нейтронов в скважине, т. е. J_c отражает показания нейтрон-нейтронного метода по тепловым нейтронам, при проведении которого детектором излучения является сама скважина и ее заполнение в области счетчика гамма-излучения.

Одновременное действие ряда факторов приводит к довольно сложному виду зависимости $J_{п}(m)$. К факторам, определяющим процессы замедления и диффузии нейтронов в пласте, относятся изменение водородосодержания (пористости) m и макроскопического сечения поглощения при изменении пористости и минерализации пластовой воды. Перенос гамма-излучения определяется плотностью породы, ее пористостью, минерализацией пластовой жидкости и химическим составом скелета.

Количественная оценка соотношения компонент J_c и $J_{п}$ в результирующей величине $J_{пг}$ в зависимости от водородосодержания пласта впервые была получена методом Монте-Карло [39, 42, 43]. Влияние изменения минерализации порового заполнения песчаника при изменении пористости на показания НГМ в необсаженной скважине диаметром 197 мм также было изучено при помощи метода Монте-Карло с учетом спектральной чувствительности детекторов (Ф. Х. Еникеева).

На рис. 54 приведены зависимости $J_{п}(m)$ и компонент излучения от прибора $J_{пр}(m)$ и бурового раствора $J_r(m)$ для зонда раз-

¹ Этот раздел написан совместно с Ф. Х. Еникеевой.

мером 50 см. Максимальная величина относительного среднеквадратичного отклонения полученных зависимостей от пористости не превышает 10%, от минерализации пластовой воды — 5%. Вклад компоненты $J_{пр}$ (прибор диаметром 100 мм прижат к стенке скважины, толщина стенки корпуса прибора 10 мм) в полное излучение скважины ($J_{пр} + J_p$) в случае пресного заполнения составляет 74,5% при $m=1\%$ и 79,5% при $m=25\%$. Вклад $J_{пр}$ в результирующую величину $J_{н\gamma}$ при тех же условиях составляет 61% при $m=1\%$ и 56% при $m=25\%$.

Рассмотрим влияние изменения хлорсодержания пластовой воды $C_{п}$ на зависимости $J_c(m) = J_{пр}(m) + J_p(m)$ и $J_{п}(m)$. Поскольку увеличение $C_{п}$ снижает J_c и увеличивает $J_{п}$, для краткости назовем относительную дифференциацию (J_{max}/J_{min}) J_c по минерализации «отрицательной», а относительную дифференциацию $J_{п}$ — «положительной». Дифференциация по $C_{п}$ результирующей $J_{н\gamma}(m)$ определяется соотношением J_c и $J_{п}$ при фиксированном значении пористости. В случае пресного заполнения скважины результирующие зависимости $J_{н\gamma}(m)$ «отрицательно» дифференцированы по минерализации в области малых m (большой вклад

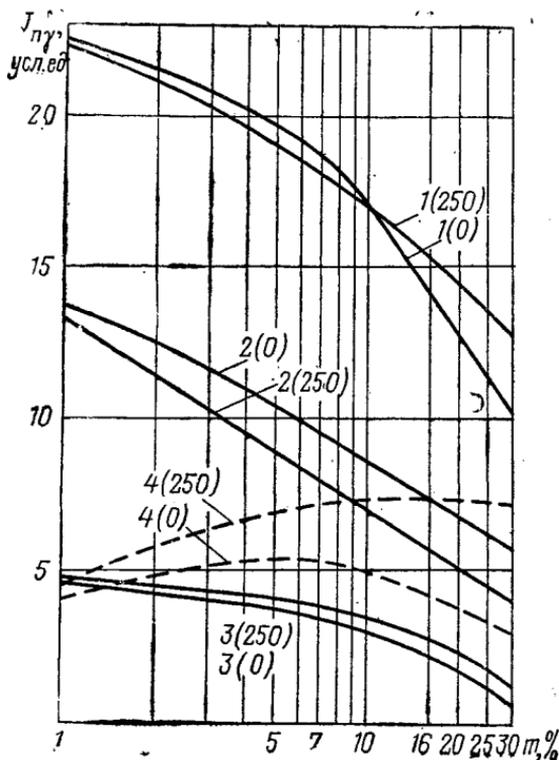


Рис. 54. Зависимость результирующего показателя НГМ и его компонент от пористости песчаника, насыщенного пресной и минерализованной водой, для детектора сравнительной эффективностью (величины $C_{п}$ указаны в скобках) для зонда $Z=50$ см. 1 — результирующая зависимость $J_{н\gamma}(m)$; 2 и 3 — зависимости от величины m компонент излучения из скважины — корпуса прибора и заполнения скважины соответственно; 4 — излучение пласта $J_{п}(m)$

компоненты J_c) и «положительно» дифференцированы при больших m (заметное увеличение вклада компоненты $J_{п}$). Значение пористости, при котором происходит взаимная компенсация противоположно направленных изменений J_c и $J_{п}$ (при изменении $C_{п}$) уменьшается с уменьшением длины зонда.

Увеличение минерализации пластовой жидкости приводит к уменьшению дифференциации $J_{н\gamma}(m)$ по водородосодержанию от

2,23 при $C_{\text{п}}=0$ до 1,76 при $C_{\text{п}}=250$ г NaCl на 1 л раствора для зонда размером 50 см. Величина относительной дифференциации по $C_{\text{п}}$ в области кондиционных значений пористости 6—16% достигает 1,08 для зонда $Z=50$ см и 1,08 — $Z=70$ см. В случае минерализованного заполнения скважины ($C_{\text{р}}=250$ г/л) диапазон пористости, в котором $J_{\text{нγ}}(m)$ «отрицательно» дифференцирована по минерализации пластовой жидкости, более широк: $1\% < m < 12\%$ для $Z=50$ см и $1\% < m < 16\%$ для $Z=70$ см. Это объясняется значительным ростом вклада компоненты $J_{\text{р}}[J_{\text{с}}(C_{\text{р}}=250 \text{ г/л}) \approx \approx 1,5 J_{\text{с}}(C_{\text{р}}=0)$ для всех m и $Z=50$ см].

Анализ энергетических спектров излучения скважины позволяет утверждать, что плотность потока более жесткого гамма-излучения ($E_{\gamma} > 2$ Мэв) больше зависит от изменения m . Поэтому изменение количественного соотношения между $J_{\text{нγ}}(E_{\gamma} > 2 \text{ Мэв})$ и $J_{\text{нγ}}(E_{\gamma} < < 2 \text{ Мэв})$ влечет за собой некоторое изменение общей дифференцирующей способности НГМ по водородосодержанию κ . В случае сцинтилляционных детекторов, обладающих низкой эффективностью в жесткой части спектра, величина κ уменьшается и составляет 1,9 ($m_{\text{min}}=1\%$ и $m_{\text{max}}=25\%$), тогда как для газоразрядных счетчиков $\kappa=2,1$ в том же диапазоне m .

При исследовании обсаженных скважин картина усложняется за счет дополнительного влияния колонны и цементного камня, причем последний обладает способностью аккумулировать хлор из пластовых вод [28]. Для изучения влияния этих факторов были выполнены расчеты методом Монте-Карло для обсаженных скважин различного диаметра¹. В табл. 17 приведены данные о вкладе в регистрируемые показания НГМ излучения от пласта (песчаника) $J_{\text{п}}$, колонны $J_{\text{к}}$, цементного камня $J_{\text{ц}}$, бурового раствора $J_{\text{р}}$ и корпуса прибора $J_{\text{пр}}$ (скважина диаметром 20 см с колонной 16 см).

По излучению пласта $J_{\text{п}}$ породы с коэффициентом нефтенасыщенности 0 и 1 различаются на 30—60% в зависимости от пористости и минералогического состава. Излучение цемента и колонны дают в регистрируемые показания примерно такой же вклад, как пласт; эффект хлоросодержания последнего отрицательный и составляет 20—50%. По излучению бурового 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 $m=20\%$.

В обсаженной скважине доля собственно излучения пласта пористостью 10—20% значительно меньше, чем в необсаженной, и составляет всего 15—45% (вместо 60—70%) в зависимости от

¹ Расчеты выполнены в Башкирском государственном университете. Задача поставлена Ю. А. Гулиным. Использованы предоставленные им материалы.

Вклад отдельных компонент в показания НГМ

Компоненты	$k_{\Pi}=20\%$		$k_{\Pi}=10\%$		$k_{\Pi}=20\%$	
	Цемент без хлора				Цемент осолонен	
	Коэффициент нефтенасыщения k_H					
	0	1	0	1	0	1
J_{Π}	1,0	0,40	1,0	0,72	1,0	0,38
J_K	0,47	0,50	0,55	0,75	0,38	0,40
J_{Σ}	0,28	0,37	0,45	0,62	0,85	1,12
J_p	0,09	0,09	0,11	0,14	0,09	0,09
$J_{пр}$	0,48	0,50	0,61	0,65	0,48	0,49
Сумма	2,32	1,86	2,72	2,88	2,88	2,48
Относительный вклад пласта	0,43	0,22	0,37	0,25	0,36	0,15
Относительный вклад скважины	0,57	0,78	0,63	0,75	0,64	0,85

Примечание. Минерализация пластовой воды 250 г NaCl на 1 л.

условий измерений. Исходя из этого, можно ожидать изменение знака эффекта хлора по НГК 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%.

СПОСОБЫ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ИННМ И АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД

Показания импульсных нейтронных методов (ИННМ) зависят от тех же петрофизических свойств горных пород, что и 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. Эти преимущества ИННМ обусловили их широкое применение при решении задач нефтегазопромысловая геологии и геофизики.

Эффективность ИННМ существенно зависит от способов проведения измерений. Ниже кратко рассматриваются достоинства

и недостатки существующих способов проведения измерений импульсными методами.

Дифференциальный способ [136]. Возможность расчленения пластов на нефтеносные и водоносные нейтронными методами основана на чувствительности их к хлоросодержанию. Отношение плотностей тепловых нейтронов в пластах, насыщенных нефтью и минерализованной водой $N_{\text{н}}/N_{\text{в}}$, изменяется со временем, как

$$\exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau_{\text{н}}} - \frac{1}{\tau_{\text{в}}} \right) \right],$$

где $\tau_{\text{н}}$ и $\tau_{\text{в}}$ — времена жизни тепловых нейтронов соответственно в водоносном и нефтеносном пластах. С увеличением времени t при условии $\tau_{\text{н}} > \tau_{\text{в}}$ различие плотности нейтронов в пластах неодинакового насыщения возрастает.

В связи с этим один из первых способов проведения ИНМ был 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 ИНМ по стволу скважины и экспрессность проведения измерений. Существенным его недостатком является сильное влияние изменений свойств внутрискважинной среды, а также влияние изменения положения прибора в скважине.

Интегральный способ [114]. Этот способ основан на регистрации тепловых нейтронов, попавших в детектор через время T после прекращения импульса быстрых нейтронов:

$$N(T, Z) = \int_T^{\infty} n(t, Z) dt. \quad (121)$$

С течением времени относительное влияние скважины на показания уменьшается, и они все в большей степени определяются диффузионными характеристиками самого пласта. Из (121) 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 [47]. 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):

$$N(T_1, T_2; Z) = \int_{T_1}^{\infty} n(t, Z) dt \Big/ \int_{T_2}^{\infty} n(t, Z) dt.$$

Способ проведения ИНМ, основанный на измерении интегральных отношений, при соответствующей практической разработке может устранить недостатки предыдущих способов измерений.

Способ декремента затухания [136]. Величиной, характеризующей изменение во времени плотности тепловых нейтронов и по своему физическому смыслу непосредственно связанной с поглощающими и диффузионными свойствами пласта, является декремент затухания α :

$$\alpha = -\frac{d}{dt} \ln n(t).$$

Важным достоинством этого способа является слабая зависимость показаний прибора от условий измерений и принципиальная возможность количественного определения диффузионных характеристик пластов (времени жизни тепловых нейтронов τ и коэффициента диффузии D).

Определяемым параметром является кажущееся время жизни тепловых нейтронов $\tau_k = \alpha^{-1}$, которое связано с петрофизическими свойствами горных пород и является основой для количественной интерпретации материалов ИНМ. Для интерпретации данных ИНМ можно использовать непосредственно параметр α без перехода от кажущихся значений времени жизни тепловых нейтронов к истинным. Величина α непосредственно характеризует важный физический параметр горных пород — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов Σ_a . Кроме того, существует линейная корреляционная связь между величиной декремента затухания α и некоторыми коллекторскими параметрами пород, характеризующими глинистость, доломитизацию и т. д., что позволяет вносить поправки за счет их влияния в данные ИНМ.

Общепринятая методика измерения декремента затухания α 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. Из-за необходимости измерений на больших временах задержки (даже при тщательных измерениях серийными приборами) диффузионные характеристики пластов определяются с большими статистическими погрешностями.

Устранить этот недостаток можно путем измерения декремента затухания α при относительно небольших задержках, достаточных для значительного снижения влияния скважины и обеспечивающих высокую скорость счета. При этом определяемые значения α^{-1} могут несколько больше отличаться от истинных значений τ , чем при измерениях по точкам, но зато появляется возможность регистрации декремента затухания α в виде непрерывной кривой по стволу скважины. Такой способ (ИННМ- α) позволяет уменьшить помехи от влияния скважинных условий измерений по сравнению с дифференциальным ИННМ, осуществить более точную привязку результатов измерений к исследуемому разрезу, исключить пропуск маломощных продуктивных интервалов и повысить производительность ИННМ.

Повышение эффективности метода ИННМ- α достигается путем автоматизации процесса измерения декремента затухания α и представления результатов в удобном для интерпретации виде. Решение этой важной практической задачи, связанное с созданием методики и аппаратуры для непрерывного измерения декремента затухания α при ИННМ, дано в работах Ю. И. Соколова [121—123].

Двухзондовая методика [28]. Физические свойства исследуемых горных пород определяют не только временное изменение поля тепловых нейтронов в скважине, но и их пространственное распределение.

Дисперсия $\sigma^2(t)$ пространственного распределения тепловых нейтронов связана с коэффициентом диффузии D и может быть определена по результатам измерений на двух зондах:

$$\sigma^2(t) = \frac{Z_2^2 - Z_1^2}{4 \ln [n(Z_1, t)/n(Z_2, t)]}, \quad Z_2 > Z_1.$$

Ограничением двухзондовой методики, позволяющей определить параметр σ^2 (так называемая σ^2 -методика), 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 при существующих величинах выхода генераторов нейтронов серийной аппаратуры.

Однако результаты теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что распределение тепловых нейтронов вдоль оси скважины тесно связано с водородосодержанием

пласта и при меньших временах задержки. Поэтому определение m возможно на основе измерений распределения $n(Z)$ при малых t без количественной оценки коэффициента диффузии D . Простейшим вариантом таких измерений является определение отношения φ показаний на двух зондах (так называемая методика ИНМ-2)

$$\varphi = \frac{n(Z_1, t)}{n(Z_2, t)}, \quad Z_2 > Z_1,$$

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. Определение α и φ позволяет качественно решать те же вопросы, что и при определении величин α и σ^2 при резком сокращении затрат времени на проведение измерений. Двухзондовая методика является мощным инструментом выполнения таких важных задач, как выделение, однородных участков разреза, количественная оценка их водородосодержания, а также определение характера переслаивания в неоднородных участках разреза.

Рассмотрим алгоритмы определения декремента затухания α , дисперсии σ^2 пространственно-временного распределения нейтронов, времени жизни τ и коэффициента диффузии тепловых нейтронов D в исследуемом пласте по результатам скважинных измерений.

Способы определения декремента затухания α основываются на представлении, что плотность нейтронов $n(t)$ в скважине изменяется по закону

$$n(t) = A e^{-\alpha t}. \quad (122)$$

Тогда числа нейтронов, зарегистрированных во временном канале Δt спустя времена t_1 и t_2 ($t_2 > t_1$), после облучающего импульса определяются выражением

$$n_i = A \int_{t_i}^{t_i + \Delta t} e^{-\alpha t} dt = \frac{A}{\alpha} e^{-\alpha t_i} (e^{-\alpha \Delta t} - 1), \quad i = 1, 2.$$

Отсюда декремент затухания нейтронов

$$\alpha = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (123)$$

Как показано Ю. И. Соколовым [122], если считать, что точность измерения α определяется только статистическими флуктуациями регистрируемого излучения, а вероятность появления импульсов в счетном канале подчиняется закону Пуассона, то усло-

вие получения минимальной относительной погрешности измерения α обеспечивается выполнением условий

$$t_2 - t_1 = (2 \div 4) \tau_{\min};$$

$$\Delta t = (1,5 \div 2) \tau_{\min},$$

где τ_{\min} — минимальное время жизни тепловых нейтронов в породах исследуемого геологического разреза.

Сущность другого способа определения α состоит в следующем. Поскольку изменение плотности тепловых нейтронов $n(t)$ можно описать экспоненциальной функцией (122), то

$$N(t) = A \int_t^{\infty} e^{-\alpha t} dt = -\frac{1}{\alpha} n(t).$$

Отсюда

$$\alpha = \left| \frac{n(t)}{N(t)} \right|.$$

Представление $n(t)$ в виде $n(t) = \frac{\bar{n}(t)}{\Delta t}$ дает следующий алгоритм нахождения α :

$$\alpha = \frac{\tilde{n}(t)}{\Delta t N(t)},$$

где $\tilde{n}(t)$ — скорость счета импульсов в измерительном окне шириной Δt ; $N(t)$ — интегральная скорость счета с момента t . При допущениях, указанных выше, оптимальная ширина «узкого» измерительного «окна» $\Delta t = 0,3 \tau_{\min}$, а «широкого» окна — $\Delta t \approx 3 \tau_{\min}$. Преимущество последнего алгоритма состоит в возможности определения параметра α в широком диапазоне его значений при постоянном времени задержки между окнами.

Декремент затухания α может непрерывно регистрироваться по столу скважины в одном из следующих вариантов: 1) непосредственная регистрация параметра α , определенного по одному из алгоритмов, описанных выше; 2) регистрация значений кажущегося времени жизни нейтронов $\tau_k = \alpha^{-1}$; 3) регистрация отношения показаний двух временных каналов с различными задержками. Все эти варианты обеспечивают в принципе одинаковую точность измерения α 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 автоматические вычислительные устройства для непрерывной цифровой регистрации декремента затухания разработаны для всех трех вариантов [122, 123].

Рассмотрим связь декремента затухания с величиной времени жизни тепловых нейтронов в пласте τ .

Временную зависимость плотности тепловых нейтронов в скважине можно представить в виде [113]

$$n(t, Z) = e^{-t/\tau} \Phi(t, Z) [1 + S(t, Z; R, \tau_1, \tau_2, D_1, D_2)], \quad (124)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют параметрам сред, заполняющих и окружающих скважину радиуса R ; $S(\dots)$ — «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. Поэтому измерение α необходимо проводить в такой момент времени, когда влиянием скважины можно пренебречь.

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 [116]:

$$\Phi(t, Z) \approx \frac{F(t)}{2\sigma(t)} \exp\left[-\frac{Z^2}{4\sigma^2(t)}\right],$$

$$t > t_{as},$$

$$\sigma^2(t) = Dt + \lambda_Z^2.$$

Здесь D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов в пласте; λ_Z — эффективная длина замедления нейтронов в системе скважина — пласт; t_{as} — асимптотическое время задержки, определяемое уравнением $S(t_{as}) \leq 0,1$.

Применяя к (124) алгоритм определения декремента затухания при оптимальной задержке, когда «функцией скважины» можно пренебречь, имеем

$$\alpha = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{n(t_1, Z)}{n(t_2, Z)} = \frac{1}{\tau} + \Delta_\Sigma(Z, t_1, t_2), \quad (125)$$

где

$$\Delta_\Sigma = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{\Phi(t_1, Z)}{\Phi(t_2, Z)}. \quad (125')$$

Поправка Δ_Σ характеризует величину абсолютного отклонения измеренной величины α от значения τ^{-1} , т. е. $\sigma_{\Sigma\alpha}$. А. Л. Поляченко и В. Г. Цейтлин предложили метод внесения линейных и нелинейных поправок для нахождения Δ_Σ . Поправка Δ зависит от размера

зонда Z и «контрастности» нейтронных параметров пласта и внутрискважинной среды

$$\Delta = f(\tau_c^{-1} - \tau_2^{-1}),$$

а также от t (последнее установлено экспериментальными исследованиями Ю. И. Соколова).

На основании результатов расчетов, выполненных во Всесоюзном научно-исследовательском институте ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ), функцию $\Phi(t, Z)$ при $t \geq 0,6$ мс и $20 \leq Z \leq 60$ см можно описать зависимостью

$$\Phi(t, Z) = \frac{A}{1 + \alpha(t - t_0)} + B e^{-\beta(t - t_0)}, \quad (126)$$

где α , β и B зависят от Z , водородосодержания m , радиуса скважины R и контрастности пласта и скважины $(\tau_1^{-1} - \tau_2^{-1})$.

При достаточно больших временах задержек ($t \geq 1,8$ мс) поправка Δ_Z представима в удобной для практического использования форме:

$$\Delta_Z = \Delta_0(Z) + \Delta_R(Z, R) + \Delta_m(Z, m),$$

где Δ_0 , Δ_R , Δ_m — поправки соответственно за изменение размера зонда, радиуса скважины, водородосодержания пласта.

При малых временах задержек, когда временная зависимость плотности нейтронов может существенно отличаться от экспоненциальной, описанная методика введения линейной поправки становится неприменимой. В этом случае, интегрируя аппроксимирующую зависимость (126) для $\Phi(t, Z)$ по ширине временного «окна» и применяя алгоритм (125), можно получить трансцендентное уравнение для нахождения нелинейных поправок.

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов D может быть определен по измеренной дисперсии σ^2 или путем измерения на двух временных задержках следующего функционала κ :

$$\kappa = \frac{\sigma^2(t_2) - \sigma^2(t_1)}{t_2 - t_1} = D + \Delta D, \quad (127)$$

где

$$\Delta D = \frac{d}{dt} \sigma^2(t) - D. \quad (127')$$

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 Δ_Z). Результаты численных расчетов пространственно-временного распределения нейтронов в системе скважина — пласт были использованы для приближенного решения уравнения (127) относительно коэффициента диффузии D . Это решение позволяет вычислять коэффициент диффузии через измеряемый функционал κ .

Проведенные для непрерывной модификации двухзондовой методики (ИННМ-2) А. Л. Поляченко, В. Г. Цейтлиным и Т. В. Шапошниковой численные расчеты показали, что зависимость от водородосодержания m (пористости) величины φ отношения показаний на двух зондах 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 .

Относительная дифференциация пластов различной пористости, определяемая отношением

$$f = \varphi(m_1)/\varphi(m_2), \quad m_1 > m_2,$$

возрастает с увеличением времени задержки. Так, при $m_1=30\%$ и $m_2=1,5\%$ величина f равна 2,9, при $t=0,1$ мс и 4,1 — при $t=2$ мс. Такая зависимость $f(t)$ объясняется выколаживанием распределения $\varphi(Z)$ с увеличением времени задержки за счет процесса диффузии тепловых нейтронов, в силу чего при $t \rightarrow \infty$ отношение $\varphi \rightarrow 1$ при фиксированных Z_1 и Z_2 .

Изменение водородосодержания влияет на показания ИННМ-2 гораздо сильнее, чем другие параметры скважинной среды и пласта [28].

ВЛИЯНИЕ ПЕТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИСКВАЖИННОЙ ЗОНЫ ПЛАСТА НА ПОКАЗАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

На показания нейтронных методов наряду с петрофизическими свойствами горных пород существенно влияют свойства прискважинной зоны пласта. Основную роль играют 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.

В скважинах, пробуренных 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 $k_{пр}$ от коэффициента пористости k_n , устанавливающей связь между емкостными и фильтрационными характеристиками пористой среды.

Работами многих исследователей [44 и др.] показано, что между k_n и $k_{пр}$ нет функциональной зависимости, но имеется тесная корреляционная связь. Зависимости $k_{пр}(k_n)$ в различных типах известняков могут существенно различаться, что объясняется сложностью структуры 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, кото-

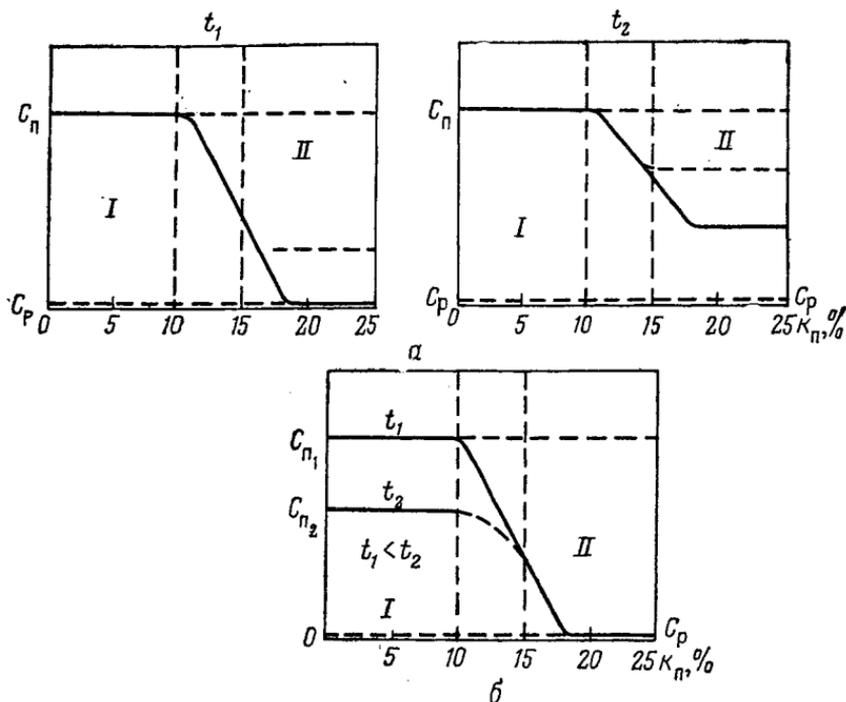


Рис. 55. Схема изменения минерализации воды в прискважинной зоне в зависимости от пористости вследствие проникновения фильтрата бурового раствора

a — водоносные пласты; *б* — нефтеносные пласты (в различные моменты времени — $t_1 < t_2$); I — непроницаемые породы (неколлекторы); II — проницаемые породы (коллекторы)

рая может изменяться в пределах $10^{-3}-10^{-6}$ мД. В высокопроницаемых пластах, кроме того, образуется зона внутренней глинизации, также препятствующая поступлению фильтрата.

На рис. 55 приведена схема зависимости минерализации пластовой воды в прискважинной зоне при изменении пористости в результате проникновения фильтрата бурового раствора (в различные моменты времени) в предположении отсутствия зоны кольматации.

Низкопористые, непроницаемые пласты характеризуются сохранением реликтовой минерализованной жидкости. В высокопористых коллекторах в связи с различием порометрических харак-

теристик коэффициенты вытеснения пластовой жидкости различны, поэтому степень опреснения этих пластов может быть неодинаковой.

Когда фильтрат бурового раствора менее минерализован, чем пластовая вода, к моменту исследований в открытом стволе зона проникновения нефтенасыщенных пластов во многих случаях опреснена более интенсивно, чем в водонасыщенных пластах. Таким образом, в нефтеносных коллекторах также наблюдается контраст в минерализации непроницаемых и проницаемых пластов.

Рисунок 56 иллюстрирует влияние изменения минерализации пластовой жидкости на показания НГМ от пористости для карбонатных отложений (скв. 18, Кандры)¹. Пористость определена по данным ГГМ по мягкой компоненте рассеянного гамма-излучения (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 $J_{n\gamma}(m)$ не совпадает с палеточной из-за наличия хлора в прискважинной зоне. Таким образом, породы с высокой минерализацией пластовых вод характеризуются двумя зависимостями $J_{n\gamma}(m)$: одна — в интервале $k_{п} < (k_{п})_{конд}$, другая — в интервале $k_{п} > (k_{п})_{конд}$. Первая соответствует непроницаемым пластам, вторая — пластам, опресненным фильтратом бурового раствора. Отсюда, в частности, следует, что зависимости $J_n(m)$, построенные методом статистических сопоставлений по керновым данным, могут существенно отличаться от палеточных. Аналогичный 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.

Описанное явление можно использовать для выделения пластов-коллекторов путем совместной интерпретации данных НГМ

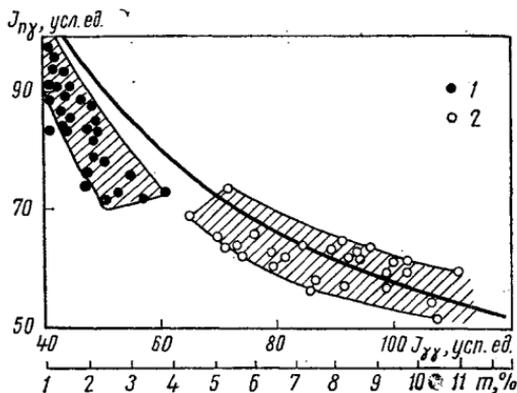


Рис. 56. Сопоставление показаний НГМ-60 с мягкой компонентой ГГМ-40

1 — неколлекторы; 2 — коллекторы. Жирная линия — палеточная зависимость

¹ Приведенный график и аналогичные материалы по другим месторождениям Западной Башкирии представлены Ю. А. Гулиным, совместно с которым автор изучал рассматриваемый вопрос.

(или ННМт) и методов, показания которых не зависят от минерализации пластовой жидкости (например, ГГМ или АМ).

В работе [52] описан способ, позволяющий по показаниям АМ и НГМ при исследовании скважины перед спуском колонны (в условиях высокой минерализации пластовых вод и низкоминерализованного бурового раствора) учесть общий объем пор и объем пор, насыщенных высокоминерализованной жидкостью. Отнесение пласта к коллектору или неколектору производится по соотношению соответствующих показаний, учитывающих как емкостную, так и фильтрационную характеристику 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 неколекторы — по их расхождению. Эта процедура может выполняться ЭВМ, в которую диаграммы вводятся в цифровом коде.

Изменение минерализации пластовой воды с изменением пористости, очевидно, будет отражаться и на показаниях ИННМ, главным образом на зависимости $\tau(k_p)$. Если при бурении скважин на

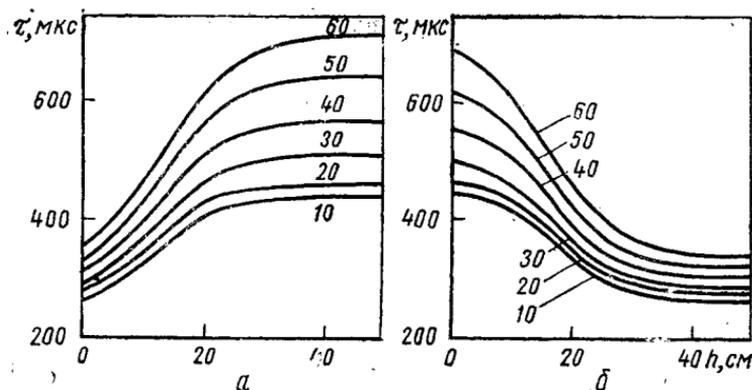


Рис. 57. Зависимость времени жизни тепловых нейтронов τ от глубины проникновения h соленой (а) и пресной (б) воды в пласт песчаника с $k_p=20\%$

Шифр кривых — размеры зондов в см

пресном буровом растворе имеет место пресное проникновение, то при разработке нефтяных месторождений обычно наблюдается соленое проникновение вследствие обводнения прискважинной зоны продуктивного пласта в процессе эксплуатации, а также при длительном простаивании скважины.

Влияние глубины проникновения пресной и соленой воды в пласт, насыщенной соленой и пресной водой, на показания ИННМ, изучалось как экспериментально, так и на основе численных расчетов.

На рис. 57, заимствованном из работы [143], показана зависимость времени жизни тепловых нейтронов от глубины проникновения воды контрастной минерализации в пласт песчаника пористостью 20%, насыщенный соленой и пресной водой. Скважина

необсаженная, диаметр 20 см, соленая вода содержит 100 г NaCl в 1 л.

Эффективные времена жизни, определяющие спад плотности 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. Зона проникновения пресного фильтрата представляет собой среду с минимальным сечением поглощения тепловых нейтронов, в которой с течением времени (после инъекции в породу импульса быстрых нейтронов) образуется максимум их плотности. 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 увеличение 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 др. показано, что наличие зоны проникновения соленой воды в нефтенасыщенном пласте может быть установлено по форме кривых временного спада регистрируемых излучений в скважине. Отличительным признаком присутствия зоны проникновения соленой жидкости является увеличение времени задержки, начиная с которой затухание плотности тепловых нейтронов (или гамма-квантов радиационного захвата), измеряемое в скважине, принимает вид экспоненциальной зависимости.

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 ИНМ 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 более 35—40 см водонасыщенный пласт по

данным ИНММ интерпретируется, как пласт с высоким коэффициентом нефтенасыщения [6].

Важно подчеркнуть, что при измерениях импульсными нейтронными методами глубина проникновения в пласт жидкости, отличающейся по минерализации 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.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРА НАСЫЩЕНИЯ ПЛАСТА ПО ДАННЫМ ИНММ

Разделение пластов по характеру насыщающего флюида в случае высокой минерализации пластовой воды, как правило, не вызывает затруднений вследствие резкого различия нейтронных характеристик.

Метод ИНММ в комплексе с ГМ и НММ-(НГМ) позволяет разделять пласты на нефтеносные и водонасыщенные и определять положение водо-нефтяного контакта (ВНК) в наиболее трудных условиях — при низкой минерализации пластовых вод. Преимущество ИНММ перед электрометрией в 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 результаты измерений за изменение свойств пластов: глинистости, пористости, химического состава скелета породы.

Песчано-глинистый пласт-коллектор в общем случае можно рассматривать как четырехкомпонентную среду, состоящую из минерального скелета, глины, воды и нефти.

Обратное время жизни тепловых нейтронов в глинистом пласте α_r определяется выражением

$$\alpha_r = \frac{1 - k_{п} - k_{гг}}{\tau_{ск}} + \frac{k_{п}(1 - k_{н})}{\tau_{в}} + \frac{k_{п}k_{н}}{\tau_{н}} + \frac{k_{гг}}{\tau_{гг}},$$

в котором $k_{в}$ — коэффициент водонасыщенности, $k_{в} = k_{п} - \omega_{гг}$, где $k_{п}$ — коэффициент пористости, $\omega_{гг}$ — водонасыщенность глинистого материала.

Для неглинистого пласта аналогичная величина

$$\alpha = \frac{1 - k_{п}}{\tau_{ск}} + \frac{k_{п}(1 - k_{н})}{\tau_{в}} + \frac{k_{п}k_{н}}{\tau_{н}}.$$

В соответствии с методикой, описанной в работах [28, 117], для приближенного учета влияния глинистости в величину $\alpha_{\text{гл}}$ вводится поправка

$$\Delta\alpha = k_{\text{гл}} \left(\frac{1}{\tau_{\text{гл}}} - \frac{1}{\tau_{\text{ск}}} \right).$$

Величина $\tau_{\text{гл}}$ может быть определена по показаниям ИНМ в опорном глинистом пласте, величину $\tau_{\text{ск}}$ также целесообразно определить экспериментально, поскольку она зависит от интервала временных задержек, в котором определяется α , размера зонда и скважинных условий.

Из определения величины $\alpha_{\text{гл}}$ следует, что зависимость ее от объемной глинистости $k_{\text{гл}}$ для пластов различной глинистости, но одинаковой пористости и насыщения должна быть линейной. Наличие тесной корреляционной связи между гамма-активностью и τ глинистого пласта позволяет использовать гамма-метод для внесения поправки за изменение глинистости пласта в данные ИНМ [27]. Наличие этой связи обусловлено, с одной стороны, тем, что показания ГМ определяются содержанием естественно-радиоактивных элементов, среди которых основную роль играет калий, а с другой стороны, тем, что этот же элемент обладает большим сечением поглощения тепловых нейтронов по сравнению с другими породообразующими элементами и существенно влияет на время жизни тепловых нейтронов в скелете глинистого песчаника.

Для введения поправок за изменение пористости можно использовать зависимость $\tau(k_{\text{п}})$:

$$\alpha = \alpha_N - k_m (k_{\text{п}}^0 - k_{\text{п}}),$$

где α_N — обратное время жизни тепловых нейтронов в нормализованном неглинистом пласте (с фиксированной пористостью $k_{\text{п}}^0$).

Учитывающий изменение пористости поправочный коэффициент

$$k_m = \frac{1}{\tau_{\text{ф}}} - \frac{1 - k_{\text{гл}}}{\tau_{\text{ск}}} + \frac{k_{\text{гл}}}{\tau_{\text{гл}}},$$

где $\tau_{\text{ф}}$ — время жизни тепловых нейтронов флюида, заполняющего поровое пространство. Поправка k_m за изменение пористости зависит от глинистости. Если принять $\tau_{\text{ф}} = \tau_{\text{н}}$ (пласт насыщен нефтью или пресной водой), то для водоносных пластов поправка будет меньше истинной, когда $\tau_{\text{ф}} = \tau_{\text{н}}$, и, следовательно, величина $\tau_{\text{гл}}$ будет занижена в случае $k_{\text{п}} > k_{\text{п}}^0$ и завышена, если $k_{\text{п}} < k_{\text{п}}^0$. Однако это не препятствует разделению пластов на нефтеносные и водоносные, поэтому пористость для нормализованного пласта следует выбирать минимальной для изучаемого разреза. Необходимая точность оценки пористости обеспечивается нейтрон-нейтронным методом по тепловым нейтронам (ННМт-50) со стационарным источником и аппаратурой типа ДРСТ-1.

На рис. 58 для иллюстрации описанной методики представлен корреляционный график сопоставления величины $\tau_{ГЛ}^{-1}$ с глинистостью по результатам измерений в одной из скважин Мегионского месторождения [27]. 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.

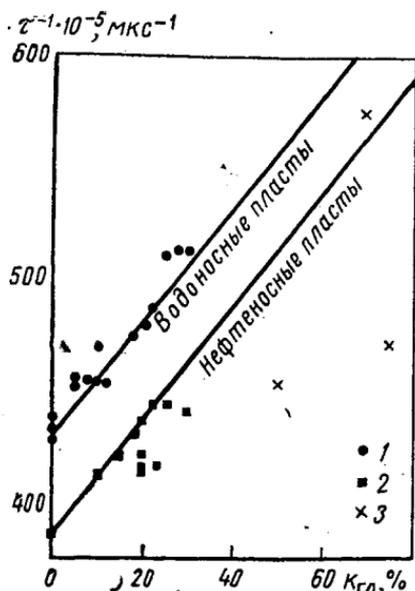


Рис. 58. Разделение нефтеносных и водоносных пластов комплексом методов — ИНМ, ГМ, ННМт-50
1, 2, 3 — водоносные, нефтеносные и плотные глинистые пласты; τ — время жизни тепловых нейтронов, определенное по ИНМ и исправленное за изменение пористости по данным ННМт-50; $k_{ГЛ}$ — глинистость, определенная по данным ГМ

Закачка соленой воды в пласт и особенно бурение скважин на соленой воде позволяют по методу ИНМ выделять нефтенасыщенные пласты. Этим методом можно количественно оценивать величину остаточной нефтенасыщенности $k_{Н,ост}$ и связанную с ней величину содержания подвижной нефти $k_{Н,подв}$ в пласте, вытесняемой фильтратом бурового раствора из зоны проникновения.

М. Хуснуллиным, С. А. Султановым и Л. Н. Воронковым предложен метод количественного определения текущей и остаточной нефтенасыщенности заводненных пластов путем последовательной закачки в пласт индикаторных жидкостей и измерений диффузионных характеристик пласта ИНМ.

Время жизни тепловых нейтронов τ в пласте, насыщенном нефтью и водой, определяется выражением

$$\frac{1}{\tau_{пл}} = \frac{1 - k_{п}}{\tau_{ск}} + \frac{k_{п}}{\tau_{в}} (1 - k_{н}) + \frac{k_{п}k_{н}}{\tau_{н}}, \quad (128)$$

где $\tau_{ск}$, $\tau_{в}$, $\tau_{н}$ — времена жизни нейтронов в минеральном скелете, воде и нефти; $k_{п}$, $k_{н}$ — коэффициенты пористости и нефтенасыщенности пласта. В уравнении (128) неизвестными являются коэффициенты $\tau_{ск}$ и $k_{н}$.

Для определения $\tau_{ск}$, $k_{н}$ в пласт последовательно закачивается вода различной минерализации с известным временем жизни нейтронов $\tau_{в, i}$, после каждой закачки измеряется время жизни нейтронов в пласте $\tau_{п, i}$, а затем составляется система уравнений вида (128), которая решается относительно $\tau_{ск}$, $k_{н}$. При такой процедуре определяются время жизни тепловых нейтронов в мине-

ральном скелёте $\tau_{ск}$ и коэффициент предельной остаточной нефтенасыщенности пласта $k_{н.о}$.

Для определения текущей нефтенасыщенности пласта $k_{н.т}$ предлагается его дренировать, измерять время жизни нейтронов пласта и минерализацию пластовой воды, а затем решать уравнение относительно $k_{н.т}$. Определение текущей нефтенасыщенности пласта можно проводить на любую дату по мере обводнения скважины. По результатам повторных измерений ИННМ возможно определение еще одного параметра — $k_{н.подв}$ — содержания нефти в пласте, способной к обратному вытеснению фильтрата при расформировании зоны проникновения. Этот параметр можно рассматривать, как нижний предел коэффициента вытеснения $k_{выт}$: $k_{выт} = \tilde{k}_{н.подв}/k_{н.}$

Обозначая через α_1 декремент (асимптотический) затухания поля тепловых нейтронов, измеренный до расформирования зоны проникновения соленого фильтрата, через α_2 — декремент затухания после расформирования зоны проникновения, и представляя в виде $\tilde{k}_{н.подв} = k_{н.подв} - \Delta\phi$, где $\Delta\phi$ — доля порового пространства, занятая фильтратом после расформирования зоны проникновения («защемленный нефтью фильтрат»), получаем

$$\alpha_1 = \frac{k_{п}}{\tau_{в}} (1 - k_{н} + k_{н.подв}) + \frac{k_{п}}{\tau_{н}} (k_{н} - k_{н.подв}) + \frac{1 - k_{п}}{\tau_{ск}};$$

$$\alpha_2 = \frac{k_{п}}{\tau_{в}} (1 - k_{н} + \Delta\phi) + \frac{k_{п}}{\tau_{н}} (k_{н} - \Delta\phi) + \frac{1 - k_{п}}{\tau_{ск}}.$$

Тогда $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 = k_{п} \left(\frac{1}{\tau_{в}} - \frac{1}{\tau_{н}} \right) \tilde{k}_{н.подв}$, откуда определяется величина $\tilde{k}_{н.подв}$ (эта методика предложена Я. Н. Басиным).

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРА НАСЫЩЕНИЯ ПЛАСТОВ ПРИ ДОРАЗВЕДКЕ ОБСАЖЕННЫХ СКВАЖИН

По данным И. В. Головацкой, оценка характера насыщенности пород может производиться по сопоставлению декремента затухания поля тепловых нейтронов α кажущегося времени жизни тепловых нейтронов $\tau_{к}$ с величиной пористости, определенной независимо. Связь этих величин, особенно в пластах с невысокой пористостью ($k_{п} \leq 12\%$), очень зависят 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 пластах невысокой пористости; при пористости $k_{п} \geq 15-18\%$ влияние изменения литологии резко уменьшается и должно учитываться только при слабой нефтенасыщенности пород.

Поскольку непрерывное измерение декремента затухания α производится с использованием относительно малых временных

задержек, реальные палеточные зависимости $\tau_K(k_P)$ существенно отличаются от расчетных (справедливых для асимптотического режима); в отличие от точечных замеров в рассматриваемом случае

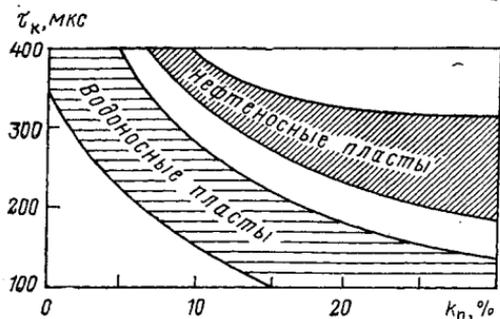


Рис. 59. Палетка для определения характера насыщения карбонатных коллекторов каширо-подольских отложений Арланского месторождения (по И. В. Головацкой)

использовать расчетные зависимости нельзя. На рис. 59 приведен пример палетки для оценки характера насыщения карбонатных коллекторов. Пористость определена по данным ННМнт, кажущееся время жизни тепловых нейтронов τ_K — по непрерывной диаграмме ИННМ-а. На диаграмме отмечены области расположения точек (τ_K, k_P) , отвечающих водоносным и нефтеносным пластам. Характер насыщенности пласта определяется по расположению соответствующей точки (τ_K, k_P) на диаграмме 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_P) в обсаженных скважинах, особенно в участках разреза с неизвестным минералогическим составом, может дать диаграмма осолонения цементного камня, по которой выделяются водоносные проницаемые пласты. В этом случае при сопоставлении (τ_K, k_P) расчлняются непроницаемые водоносные и нефтеносные пласты [28].

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРНЫХ ПОРОД ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ НЕФТЕГАЗОПРОМЫСЛОВОЙ ГЕОЛОГИИ

Из совокупности нейтронных методов (и их модификаций) наиболее эффективным при количественном определении некоторого искомого параметра пласта x будет тот, для которого минимальна величина $\sigma_J/(dJ/dx)$, где σ_J — полная ошибка измерений.

Зависимости показаний стационарных нейтронных методов J_1 от длины зонда z и импульсных нейтронных методов J_2 от времени задержки t (при не слишком малых z и t) удовлетворительно аппроксимируются экспонентами типа

$$J_1 = A_1 e^{-\alpha_1 z}; \quad J_2 = A_2 e^{-\alpha_2 t},$$

где α_1 и α_2 — параметры, связанные в основном с замедляющими (α_1) и поглощающими (α_2) свойствами горных пород. Величины A_1

и A_2 зависят от мощности источника, эффективности детектора и конструкции скважины.

Решение многих задач нефтегазопромысловой геологии основано на количественном определении водородосодержания m (пористости, газонасыщенности) пластов. При решении таких задач соотношение эффективностей различных методов определяется характером изменения величин dJ/dm и σ_J с изменением свойств пласта и в значительной степени определяется чувствительностью соответствующих характеристик к изменению водородосодержания.

В качестве примера рассмотрим определение коэффициента пористости при помощи двухзондового метода, причем будем считать, что всеми ошибками, кроме статистических, можно пренебречь. Можно показать, что при оптимальном расстоянии между двумя однотипными детекторами ошибка σ_m определения величины m описывается выражением

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{2}}{J_1} \frac{\alpha}{\left(\frac{d\alpha}{dm}\right)}, \quad (129)$$

где J_1 — показания на малом зонде. Таким образом, при равенстве J_1 для двух методов ошибка σ_m будет определяться величиной $\frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dm}$, представляющей относительную дифференциацию параметра α по водородосодержанию. При этом, очевидно, эффективнее (чувствительнее) тот метод, для которого выше относительная дифференциация соответствующей нейтронной характеристики.

Рассмотрение зависимости от m длины замедления нейтронов L_s^* , длины миграции тепловых нейтронов L_n и длины миграции захватного гамма-излучения L_{γ} показывает, что относительная дифференциация параметра для ННМт и ННМнт практически одинакова, а для НГМ заметно ниже. При малых m это различие мало, а при $m=20-30\%$ весьма значительно. Из-за малой дифференциации параметра α для НГМ (обусловленной уменьшением плотности породы с увеличением m и частичной компенсацией уменьшения L_s^* и L_d при росте m увеличением длины переноса гамма-квантов) применение двухзондовой модификации в варианте НГМ нецелесообразно. Для ННМт и ННМнт, обладающих примерно одинаковой дифференциацией параметров α в двухзондовом варианте целесообразнее, как показывает выражение (129), применение ННМт, обеспечивающего большую скорость счета J_1 , поскольку чувствительность существующих детекторов к тепловым нейтронам во много раз выше, чем к надтепловым.

Рассмотренный пример показывает, что в ряде случаев простой анализ связи нейтронных характеристик со свойствами пластов позволяет произвести сравнительную оценку эффективности различных нейтронных методов. В более сложных случаях для обоснованного сравнения эффективностей необходимо изучение влияния на показания погрешностей различного вида.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдуллаев К. М., Резванов Р. А. О чувствительности нейтронных методов к изменению газонасыщенности пластов.— В кн.: Разработка и эксплуатация газовых и газоконденсатных месторождений, вып. 4. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики газовой промышленности, 1969.
2. Аваев В. Н. О форме спектра замедляющихся нейтронов в поглощающих средах. «Атомная энергия», т. 18, вып. 6, 1965.
3. Авдеева А. В. О связи среднего времени жизни тепловых нейтронов с нефтенасыщенностью карбонатных пород.— «Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики минер. сырья, 1969.
4. Авдеева А. В., Сребродольский Д. М. Предпосылки применения ИННК для разделения пород по нефтеводонасыщенности на месторождениях Мангышлака.— «Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики минер. сырья, 1969.
5. Аникиев К. А. Прогноз сверхвысоких пластовых давлений и совершенствование глубокого бурения на нефть и газ. Л., «Недра», 1971.
6. Арбузов В. М. Об эффективности исследования импульсным нейтронным методом нефтенасыщенности песчаных коллекторов в условиях проникновения в пласт соленой и пресной воды.— «Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 8. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики минер. сырья, 1968.
7. Арцыбашев В. А. Ядерно-геофизическая разведка. М., Атомиздат, 1972.
8. Бадалов Г. И. Экономическая эффективность применения нейтронных методов при контроле за разработкой нефтяных месторождений.— В кн.: Текущая информация, № 13. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промысл., 1969.
9. Балашов Ю. А., Гирин Ю. И. О резерве подвижных редкоземельных элементов в осадочных породах.— «Геохимия», 1969, № 7.
10. Барышев Ю. Ф., Миллер В. В. Метод определения среднего времени жизни нейтронов.— В кн.: Новые методы и аппаратура ядерной геофизики и геохимии. М., изд. ОНТИ Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1969.
11. Басин Я. Н., Кухаренко Н. К., Тюкаев Ю. В. Методика определения пористости карбонатных пластов по данным нейтронного каротажа с серийной аппаратурой РК (временное наставление). М., изд. ОНТИ Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
12. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
13. Беляевский Н. А., Федынский В. В. Изучение глубинных недр Земли и задачи сверхглубокого бурения.— «Советская геология», 1961, № 12.
14. Берман Л. Б., Нейман В. С. Исследование газовых месторожде-

ний и подземных хранилищ газа методами промысловой геофизики. М., «Недра», 1972.

15. Бланков Е. Б., Қормильцев Ю. В. Возможности применения функции корреляции для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах со стационарным источником нейтронов.— В кн.: Ядерно-геофизические методы, М., «Наука» (Сиб. отд.), 1972.

16. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., изд-во иностр. лит., 1954.

17. Булатова Ж. Н., Волкова Е. А., Дубров Е. Ф. Акустический каротаж. Л., «Недра», 1970.

18. Буров Б. М., Новгородов В. А., Одинокоев В. П. Оценка влияния ближней зоны на показания ИННК в необсаженной скважине.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж, М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.

19. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Возможные области применения нейтронно-резонансного метода в геофизике.— «Геология и геофизика», 1970, № 2.

20. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. литер., 1961.

21. Вендельштейн Б. Ю., Ларионов В. В. Использование данных промысловой геофизики при подсчете запасов нефти и газа. М., «Недра», 1964.

22. Виноградов А. П. Закономерности распределения химических элементов в древних конгломератах.— «Геохимия», 1956, № 1.

23. Виноградов А. П. Среднее содержание химических элементов в горных породах.— «Геохимия», 1962, № 7.

24. Владимирова В. А. Среднее время жизни тепловых нейтронов в природных газах.— В кн.: Ядерная геофизика, вып. 3. М., «Недра», 1968.

25. Влияние климатических и фациальных условий на разделение редкоземельных элементов в осадочном процессе.— «Геохимия», 1964, № 10. Авт.: Ю. А. Балашов, А. Б. Ронов, А. А. Мигдисов и др.

26. Вопросы интерпретации данных импульсного нейтронного каротажа.— «Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим.», вып. 5, стр. 57, М., «Недра», 1969. Авт.: Б. М. Буров, Ф. Ц. Денисик, В. А. Новгородов и др.

27. Временное практическое руководство по методике контроля за положением ВНК и продвижением закачиваемых вод в неперфорированном пласте для условий низких минерализаций пластовых и закачиваемых вод. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1972. Авт.: Я. Н. Басин, Н. К. Кухаренко и др.

28. Выделение продуктивных пластов геофизическими методами в обсаженных скважинах при доразведке месторождений нефти и газа (временное методическое пособие). Москва—Саратов, изд. Нижне-Волжского науч.-исслед. ин-та геол. и геофиз., 1972.

29. Гамбарян Р. Г., Казаченков Ю. Н., Штань А. С. Спектрально-резонансный анализ по времени замедления нейтронов.— «Атомная энергия», т. 25, вып. 2, 1968.

30. Геохимия редкоземельных элементов в осадочном цикле.— «Геохимия», 1967, № 1. Авт.: А. Б. Ронов, Ю. А. Балашов, А. А. Мигдисов.

31. Гиматулинов Ш. К. Физика нефтяного пласта. М., «Недра», 1971.

32. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. М., Атомиздат, 1963.

33. Губерман Ш. А. Теория подобия и радиометрия скважин. М., Гостоптехиздат, 1961.

34. Губерман Ш. А., Кожевников Д. А. Восстановление истинных законов изменения полей по интегральным характеристикам.— «Изв. АН СССР, сер. геофиз.», 1962, № 7.

35. Губерман Ш. А., Якубсон К. И. Возможности использования температуры тепловых нейтронов для исследования горных пород.— В кн.: Проблемы ядерной геофизики. М., «Недра», 1964.

36. Губерман Ш. А., Кожевников Д. А., Якубсон К. И. Применение теории подобия при изучении процессов переноса излучения. Radioisotope instruments in industry and geophysics. IAEA, v. II, Vienna, 1966.

37. Гулин Ю. А. Влияние условий измерений при оценке пористости пород по данным нейтронного гамма-метода. — В кн.: Ядерная геофизика. М., Гостоптехиздат, 1959.

38. Дворкин И. Л. Влияние скважины на показания нейтронного гамма-каротажа при определении положения водо-нефтяного контакта. — «Разведочная и промысловая геофизика», вып. 32, М., Гостоптехиздат, 1959.

39. Дворкин И. Л., Стариков В. Н. Основные результаты применения метода Монте-Карло для изучения зависимости показаний НГК от хлорсодержания (нефтеводонасыщенности) коллекторов. — В кн.: Нефтегазовая геология и геофизика, № 6. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промыш., 1971.

40. Денисюк Ф. Ц., Трум А. Д. Оценка возможностей выделения газоносных пород по данным ИННК. — «Бюлл. НТИ, сер. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 8. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики минер. сырья, 1968.

41. Дядькин И. Г., Баталина Э. П. Изменение во времени пространственно-энергетического распределения нейтронов от импульсного источника. — «Атомная энергия», т. 10, вып. 5, 1961.

42. Дядькин И. Г., Стариков В. Н., Еникеева Ф. Х. Решение прямой задачи НГК методом Монте-Карло. — В кн.: Нефтегазовая геология и геофизика, № 10. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промыш., 1968.

43. Дядькин И. Г., Стариков В. Н., Еникеева Ф. Х. Решение задач теории нейтронного гамма-каротажа методом Монте-Карло. — «Изв. АН СССР, сер. Физика Земли», 1969, № 5.

44. Емельянов Н. Н. О корреляционной зависимости между пористостью и проницаемостью по данным исследования кернов. — «Труды Всесоюз. науч.-исслед. нефтяного ин-та», вып. 48. М., «Недра», 1966.

45. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966. Авт.: Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Н. М. Лятковская, О. С. Цветков и др.

46. Захарченко В. Ф. Некоторые вопросы теории нейтронного каротажа с применением импульсного генератора нейтронов. — «Изв. АН СССР, сер. геофиз.», 1961, № 6.

47. Захарченко В. Ф. Распределение тепловых нейтронов с учетом замедления применительно к импульсной нейтрометрии в геофизике. — «Изв. АН СССР, сер. геофиз.», 1963, № 10.

48. Захарченко В. Ф. К методике интерпретации нейтронных измерений на вкрапленных рудах. — Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика, № 8. М., изд. Всесоюз. ин-та экон. минер. сырья, 1968.

49. Иванкин В. П. Использование нейтронных методов исследования скважин для оценки пористости пород. — В кн.: Промысловая геология и геофизика. — «Труды Нижневолжского науч.-исслед. ин-та геолог. и геофиз.», вып. 4. Саратов, 1966.

50. Игумнов С. А. Об использовании запаздывающих нейтронов для бескернового определения урана в скважинах. — Изв. высш. учебн. завед., Горный журнал, 1966, № 2.

51. Инихов Г. И. Альфа-бета-гамма и нейтронные излучатели. Справочник. М., Атомиздат, 1963.

52. Использование изменения минерализации пластовой жидкости в ближней зоне для выделения коллекторов в карбонатном разрезе. — В кн.: Нефтегазовая геология и геофизика, № 9. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промыш., 1972. Авт.: Я. С. Витвицкий, Д. А. Кожевников, В. И. Мархасин, Н. М. Свихнушин.

53. Исследования скважин методом ИННК на месторождениях УССР — «Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохимии»,

вып. 3. М., «Недра», 1968. Авт.: Ф. Ц. Денисик, Д. М. Сребродольский, А. В. Авдеева, А. Д. Трум и др.

54. Исследование диффузии и термализации нейтронов в воде и льду с помощью импульсного метода в широком диапазоне температур.— «Атомная энергия», т. 12, вып. 1, 1962. Авт.: А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, Ч. К. Смолик и др.

55. Кадисов Е. М. Использование спектрометрического анализа гамма-излучения неупругого рассеяния для выделения углеродсодержащих пластов.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967.

56. Кантор С. А. Основы теории нейтронного каротажа.— В кн.: Прикладная геофизика, вып. 13. М., Гостотехиздат, 1955.

57. К вопросу количественной оценки нефтенасыщенности по материалам ИННК.— «Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17, М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экон. минер. сырья, 1969. Авт.: Б. М. Буров, Г. П. Матчинова, В. А. Новгородов и др.

58. К вопросу об изучении газоносных пород методом ИННК.— «Бюлл. НТИ, сер.: Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17, М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экон. минер. сырья, 1969. Авт.: Ф. Ц. Денисик, Д. М. Сребродольский и др.

59. Кильдеева Ф. Ф. О некоторых факторах, искажающих показания импульсного нейтрон-нейтронного каротажа.— «Геология нефти и газа», 1968, № 4.

60. Кобранова В. Н. Физические свойства горных пород. М., Гостотехиздат, 1962.

61. Кожевников Д. А. Исследование пространственно-энергетического распределения нейтронов в среде с высоким водородосодержанием.— «Труды Моск. ин-та нефтехим. и газовой промышл. им. И. М. Губкина», вып. 25, 1959.

62. Кожевников Д. А. К расчету длины замедления нейтронов в средах с высоким водородосодержанием.— «Труды Моск. ин-та нефтехим. и газовой промышл. им. И. М. Губкина», вып. 31, 1960.

63. Кожевников Д. А. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в средах с высоким водородосодержанием.— «Труды Моск. ин-та нефтехим. и газовой промышл. им. И. М. Губкина», вып. 31, 1960.

64. Кожевников Д. А. Температурная зависимость диффузионных характеристик замедлителя.— «Атомная энергия», т. 14, вып. 6, 1963.

65. Кожевников Д. А. К расчету нейтронных характеристик горных пород.— «Труды Моск. ин-та нефтехим. и газовой промышл. им. И. М. Губкина», вып. 41, 1963.

66. Кожевников Д. А. Температурные эффекты при нейтронных исследованиях глубоких и сверхглубоких скважин.— «Изв. АН СССР, сер. геофиз.», 1963, № 12.

67. Кожевников Д. А. Анализ границ применимости возрастного приближения теории переноса нейтронов.— В кн.: Проблемы ядерной геофизики. М., «Недра», 1964.

68. Кожевников Д. А. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в однородном замедлителе.— «Атомная энергия», т. 17, вып. 1, 1964.

69. Кожевников Д. А. Влияние высоких температур на пространственное распределение тепловых нейтронов в горных породах.— В кн.: Проблемы ядерной геофизики. М., «Недра», 1964.

70. Кожевников Д. А. Возраст нейтронов моноэнергетических и полиэнергетических источников в однородном замедлителе.— «Атомная энергия», т. 18, вып. 6, 1965.

71. Кожевников Д. А. Возраст и площадь миграции нейтронов полиэнергетических источников в органических и металловодородсодержащих замедлителях.— «Атомная энергия», т. 19, вып. 4, 1965.

72. Кожевников Д. А. Теоретические исследования в области ядерной геофизики в СССР. Radioisotope instruments in industry and geophysics. IAEA. v. II. Vienna, 1966.

73. Кожевников Д. А. Приближенное подобие нейтронных полей, образованных источниками с различными спектрами.— «Атомная энергия», т. 20, вып. 2, 1966.
74. Кожевников Д. А. Возраст нейтронов в углеводородах.— «Атомная энергия», т. 24, вып. 2, 1968.
75. Кожевников Д. А., Хавкин В. С., Штейнбрехер Д. Применение возрастного приближения к изучению закономерностей распределения нейтронов в горных породах.— «Труды Моск. ин-та нефтехим. и газовой промыш. им. И. М. Губкина», вып. 41, 1963.
76. Кожевников Д. А., Чеканова С. С. Замедляющая способность неупругих рассеивателей нейтронов.— «Атомная энергия», т. 26, вып. 4, 1969.
77. Кожевников Д. А., Хавкин В. С. Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 1) — «Атомная энергия», т. 27, вып. 2, 1969.
78. Кожевников Д. А., Хавкин В. С. Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 2). — «Атомная энергия», т. 27, вып. 6, 1969.
79. 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. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохимии, 1969.
80. Кожевников Д. А., Хавкин В. С. Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 3). — «Атомная энергия», т. 29, вып. 5, 1970.
81. Кожевников Д. А., Хавкин В. С. Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 4). — «Атомная энергия», т. 29, вып. 6, 1970.
82. 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. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промыш., 1971.
83. Кожевников Д. А., Насибуллаев Ш. К. Неканонические формы уравнения переноса. — «Докл. АН СССР», т. 205, № 6, 1972.
84. Кожевников Д. А., Хавкин В. С., Велижанин В. А., Замедление резонансных нейтронов в веществе (сообщение 5). — «Атомная энергия», т. 31, вып. 4, 1973.
85. Козачок И. А. Влияние резонансного захвата на распределение нейтронов в безграничной среде.— «Геофизический сборник», вып. 3. Киев, изд. АН УССР, 1962.
86. Козачок И. А. О стационарном распределении нейтронов в безграничной среде.— В кн.: Геологическая интерпретация и методика геофизических исследований. Киев, изд. АН УССР, 1964.
87. Козачок И. А., Кулик В. В. Теория замедления нейтронов в P_2 -приближении метода сферических гармоник.— «Атомная энергия», т. 32, вып. 4, 1972.
88. Койфман М. И., Ильницкая Е. И. Влияние влажности на прочность горных пород при растяжении и сжатии.— В кн.: Исследование физико-механических свойств и взрывного способа разрушения горных пород. М., «Наука», 1970.
89. Комаров С. Г., Берман Л. Б., Нейман В. С. Зона проникновения проницаемых пластов.— «Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим.», вып. 3. М., «Недра», 1968.
90. Коноплев Ю. В. Интерпретация диаграмм ИННК в условиях низкой минерализации пластовых вод при определении водо-нефтяного контакта.— В кн.: Ядерно-геофизические методы. М., «Наука» (Сиб. отд.) 1972.
91. Контяев А. Ф. Геохимия редкоземельных элементов в древних конгломератах.— «Геохимия», 1969, № 7.
92. Кухаренко Н. К., Басин Я. Н., Тюкаев Ю. В. Методика определения пористости карбонатных пластов по данным нейтронного каротажа с серийной аппаратурой радиоактивного каротажа. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
93. Ларионов В. В. Радиометрия скважин. М., «Недра», 1969.

94. Леммлейн Г. Г., Клевцов П. В. Соотношения основных термодинамических параметров для части системы $H_2O-NaCl$.— «Геохимия», 1961, № 2.

95. Лукирский П. И., Царева Т. В. Опыты с медленными нейтронами.— «Докл. АН СССР», т. 3, № 9, 1935.

96. Мангушев К. И., Приходько Н. К. Применение подземных ядерных взрывов в нефтяной и газовой промышленности. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та орг. упр. и экон. нефтегаз. промысл., 1968.

97. Методика экспериментального определения нейтронных диффузионных параметров горных пород и флюидов на примере нефти и песка с водой.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследований). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967. Авт.: А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, Ю. А. Меркульев и др.

98. Методы расчета спектра медленных нейтронов.— «Атомная энергия», т. 13, № 6, 1962. Авт.: Г. И. Марчук, Г. А. Илясова, В. В. Смелов и др.

99. Миллер В. В. Метод определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах по измерениям на образцах небольших размеров и ядрах.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследований). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967.

100. Миловидов К. Н. Экономическая эффективность геофизических методов исследования нефтяных и газовых скважин.— В кн.: Тематические научно-технические обзоры, сер. Нефтегазовая геология и геофизика. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та организации управления и экономики нефтегаз. промысл., 1972.

101. Михеев Г. Ф., Фейтельман Н. Г. Экономика радиометрических методов в добывающих отраслях промышленности. М., Атомиздат, 1962.

102. Мияки Я. Основы геохимии. Л., «Недра», 1969.

103. Мотяков В. И., Шапировский Н. И. Прогноз температуры глубокозалегающих пластов.— «Азербайджанское нефтяное хозяйство», 1964, № 4.

104. Нейтронный каротаж двумя зондами для определения пористости.— В кн.: Промысловая геофизика. Перев. с англ. М., «Недра», 1970. Авт.: Л. С. Аллен, В. Титтл и др.

105. Нейтронный активационный анализ в геологии и геофизике. М., «Наука», 1972. Авт.: Е. Б. Бланков, Т. Н. Бланкова, В. Г. Русяев, К. И. Якубсон.

106. Некоторые вопросы интерпретации данных ИННК в условиях нефтяных месторождений Татарии.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследований). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967. Авт.: В. С. Анисимов, Е. Б. Бланков, Л. Н. Воронков и др.

107. Новосілецький Р. М. Пластові тиски флюїдів у надрах України, Київ, «Техніка», 1969.

108. Оборин А. А., Залкинд И. Э. К геохимии бора в гипергенных процессах.— «Геохимия», 1964, № 2.

109. Определение концентрации урана и его пространственного распределения в минералах и горных породах.— «Атомная энергия», т. 23, № 6, 1967. Авт.: И. Г. Берзина, Г. Н. Флеров и др.

110. Орлинский Б. М., Арбузов В. М. Контроль за обводнением продуктивных пластов методами промысловой геофизики. М., «Недра», 1971.

111. Пасечник М. В. Вопросы нейтронной физики средних энергий. Киев, изд. АН УССР, 1962.

112. Поляков Е. А. Исследование электрического сопротивления и плотности водных растворов солей при высоких давлениях и температурах.— В кн.: Прикладная геофизика, вып. 41. М., «Недра», 1965.

113. Поляченко А. Л. Теория нестационарной диффузии тепловых нейтронов в двухслойной бесконечной среде с цилиндрической границей раздела.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», 1964, № 4.

114. Поляченко А. Л. Интегральная модификация импульсного нейтронного каротажа.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
115. Поляченко А. Л. Метод квазиодномерных функционалов решения обратной задачи для уравнения переноса в однородной среде.— В кн.: Тепло и массоперенос, т. III. Минск, изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1972.
116. Поляченко А. Л., Спасский А. Б. Теоретическое и экспериментальное исследование возможностей определения водородосодержания горных пород с помощью двухзондовой модификации ИННК.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967.
117. Применение ИННК и ГК при геофизическом контроле за разработкой нефтяных месторождений Татарии.— В кн.: Ядерно-геофизические методы. М., «Наука», 1972. Авт.: В. С. Анисимов, Е. Б. Бланков, Л. Н. Воронков и др.
118. Применение нейтронного каротажа при контроле за вытеснением газа водой и воды газом в процессе эксплуатации газовых месторождений и подземных хранилищ газа (методическое руководство). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1970. Авт.: Л. Б. Берман, В. С. Нейман и др.
119. Свихнушин Н. М., Азаматов В. И. Методы изучения неоднородных коллекторов при оценке кондиций и подсчете запасов. М., «Недра», 1971.
120. Современное состояние вопроса о количественном определении нейтронных диффузионных параметров горных пород импульсным нейтронным методом.— «Труды Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим.», вып. 5. М., «Недра», 1969. Авт.: В. П. Иванкин, С. А. Кантор, В. В. Миллер и др.
121. Соколов Ю. И. Экспериментальные исследования нестационарной диффузии тепловых нейтронов в пласте, пересеченном крепленной скважиной.— «Изв. АН СССР, сер. Физика Земли», 1966, № 1.
122. Соколов Ю. И. Разработка основ методики и аппаратуры для непрерывного измерения декремента затухания плотности тепловых нейтронов при ИННК. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. техн. наук. М., Всесоюз. науч. исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1972.
123. Соколов Ю. И., Зинченко А. И., Шмыков О. А. Приставка к аппаратуре ИННК для непрерывной записи декремента затухания нейтронов по стволу скважины.— В кн.: Геофизическая аппаратура, вып. 46. М., «Недра», 1971.
124. Спасский А. Б., Воронин Е. П. Определение коэффициента диффузии тепловых нейтронов в условиях обсаженной скважины двухзондовым методом ИННК.— В кн.: Ядерно-геофизические, геохимические и изотопные методы в геологии. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
125. Справочник физических констант горных пород. Под ред. С. П. Кларка мл. М., «Мир», 1969.
126. Сребродольский Д. М., Шимелевич Ю. С. О состоянии и направлениях разработки импульсных нейтронных методов.— В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967.
127. Тепловые нейтронные параметры горных пород.— «Бюлл. НТИ, сер. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 17. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та экономики минер. сырья, 1969. Авт.: А. В. Авдеева, В. А. Владимирова, Ф. Ц. Денисов и др.
128. Титтл Ч. В., Аллен Л. С. К теории нейтронного каротажа. Пер. с англ.— В кн.: Промысловая геофизика. М., «Недра», 1970.
129. Физико-химические свойства нефти и газов Украины (справочник)— «Труды УкрНИГРИ», вып. 23. М., «Недра», 1971.

130. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., изд. АН СССР, 1962.
131. Филиппов Е. М., Вахтин Б. С., Новоселов А. В. Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике. М., «Наука», 1972.
132. Фрадкин Г. М. Изотопные источники нейтронов (справочник). М., Атомиздат, 1963.
133. Ханин А. А. Породы — коллекторы нефти и газа. М., «Недра», 1969.
134. Хуан Д. Петрология. М., «Наука», 1966.
135. Шапиро Д. А. Влияние адсорбционных свойств горных пород и тампонажного цемента на нейтронные характеристики пластов и процессы диффузии в прискважинной зоне. — «Труды ТатНИИ», вып. 20. Куйбышев, 1971.
136. Шимелевич Ю. С., Школьников А. С. О физических основах импульсного нейтрон-нейтронного каротажа. — В кн.: Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. М., Атомиздат, 1962.
137. Шимелевич Ю. С. О комплексном использовании модификаций импульсных стационарных методов. — В кн.: Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1967.
138. Шимелевич Ю. С. О комплексном использовании импульсных и стационарных методов. — В кн.: Импульсный нейтронный каротаж. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
139. 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.
140. Шимелевич Ю. С., Сребродольский Д. М. О состоянии и направлениях разработки импульсных нейтронных методов. — В кн.: Импульсный нейтронный каротаж. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та ядерной геофиз. и геохим., 1968.
141. 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.
142. Pritchard W., Ahrens T. Some Input Functions for Anisotropic Neutron Scattering. — «Nuclear Science and Engineering», v. 22, 1965.
143. Allen L. S., Mills W. R., Caldwell R. L. The effects of fluid invasion in pulsed neutron logging. — «Geophysics», v. XXX, No. 3, 1965.
144. Caldwell R. L. Combination Neutron Experiment for Remote Analysis. Neutron Techniques can provide chemical analysis of Lunar and planetary surfaces. — «Science», v. 152, No. 3721, 1966.
145. Clavier C., Hoyle W., Meunier D. Quantitative interpretation of thermal neutron decay time logs. — «Petroleum Technology», June, 1971.
146. Csikai I., Daroczy A., Dede K. Measurements of the diffusion length of thermal neutrons in water from 16 to 89° C and in diphyl. — «Reactor Science and Technology», v. 15, No. 4, 1961.
147. Evaporation of neutrons from strongly excited closed shell of 7/2 nuclei in inelastic neutron scattering. Rep. No. 591/IAIPI, Inst. Badan Jadrowych. Warsaw, 1964. Aut.: I. Koralewski et al.
148. Goertzel G., Greuling E. An approximate Method for treating neutron slowing — down. — «Nucl. Science and Engineering», v. 7, No. 1, 1960.
149. Hearst I. R., Carlson R. C., Rambo I. P. Geophysical research for underground explosion technology. Rep. TID — 4500 UC — 35 Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Livermore, 1970.
150. Hess W. N. Neutrons from (a, n) sources. — «Annals of Physics», v. 6, No. 2, 1959.
151. Jurkiwicz L., Czubek I. A. Welle — logging methods based on the use of isotope sources of nuclear radiation. — «Acta Geophysica Polonica», XIV, No. 3, 1966.

152. Joumans A. H., Hopkinson E. C. Field results of neutron life — time logs.— «Drilling», v. 25, No. 9, 1964.

153. Joumans A. H., Hopkinson E. C. Neutron life — time logging in the Gulf Coast area.— «J. Canad. Petroleum Technology», v. 4, No. 2, 1965.

154. Kunz W., Schintlmeister I. Tabellen der Atomkerne, 1965.

155. Neutron and gamma — ray die away in a heterogeneous System.— «Nuclear Applications», v. 1, No. 4, 1965. Aut.: Mills W. R. et al.

156. Muller J. Thermal neutron diffusion length measurements in absorbing aqueous solutions.— «Trans. Amer. Nucl. Soc.», v. 4, No. 2, 1961.

157. Nquyen D. H., Slayton M. P., Frew I. A. Neutron Diffusion from a fast point source in aqueous absorbing solutions.— «Nucl. Science and Engineering», v. 46, No. 3, 1971.

158. Nuclear life — time, a new nuclear log.— «Petroleum Technology», v. 16, No. 3, 1965. Aut.: A. H. Joumans, E. C. Hopkinson, R. Berger, H. Oshry.

159. Raievski V. Etude du transport des neutrons par la methode de modulation. Rapport CEA — 1095, 1959.

160. Stanoveni obsah vodiku v uhlovodicich zalozene na interakci neutronoveho zarem s latkou Chem. Zvesly, v. 19, No. 11, 1965. Aut.: M. Kovar et al.

161. Syros K. Energy distributions of inelastically and elastically slowed down fast neutrons.— «Nucleonik», Bd. 8, Nr. 7, 1966.

162. The slowing down and diffusion of neutrons in hydrogenous media. Technical Rep. No. 21 (p. 1418) Laboratory for Nuclear science and Engineering. Massachusetts Institute of Technology, 1949. Aut.: C. W. Tittle, H. Faul, E. L. Secrest and C. Goodman.

163. The Thermal Neutron Decay Time Log. Preprint Society of the Petroleum Engineers of AIME. Paper No. SPE 2252, 1968. Aut.: I. S. Wahl et al.

164. Tittle C. W. The thermal neutron diffusion length of paraffin.— «Phys. Rev.», v. 80, 1950.

165. Tittle C. W., Allen L. S. Theory of neutron logging.— «Geophysics», v. XXVI, No. 1, 1961.

166. Trombka J. I., Metzger A. E. Neutron methods for lunar and planetary surface compositional studies.— «Analys. Instrum.», Pittsburgh, (USA), 1963.

167. Vertes P. Lassulási hossz számítása szénhidrogénekben. Maguar ludom. Acad. Közp. Fiz. Kutató Ont. Közl., v. 11, No. 3, 205, 1963.

168. Wichmann P. A., Youmans A. H., Hopkinson E. C. Advances in Neutron Lifetime Logging.— «Petroleum Technology», April 1967.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Предисловие	3
Глава I. Нейтронные методы исследования вещества в ядерной геофизике	7
Классификация нейтронных методов	7
Области применения нейтронных методов	13
Изучение нейтронных характеристик горных пород как основа интерпретации результатов исследования скважин нейтронными методами	16
Геохимические и ядерные свойства основных породообразующих элементов	19
Источники нейтронов, используемые при решении задач геологии, геофизики и геохимии	24
Глава II. Замедление нейтронов в горных породах	29
Упругое замедление нейтронов	30
Неупругое замедление нейтронов	37
Простейшие методы расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в горных породах	44
Энергетический спектр нейтронов в горных породах при наличии поглощения	53
Кинетика замедления нейтронов	61
Время замедления нейтронов	64
Глава III. Возраст нейтронов в горных породах	67
Возраст нейтронов моноэнергетического источника	67
Возраст нейтронов полиэнергетического источника	70
Методика расчета возраста нейтронов	71
Связь возраста и площади миграции нейтронов со спектральными характеристиками полиэнергетических источников	74
Приближенное подобие нейтронных полей, образованных источниками с различными спектрами	81
Длина и время замедления нейтронов в породообразующих минералах	84
Длина замедления нейтронов в углеводородах	87
Длина замедления нейтронов в горных породах	89
Длина замедления нейтронов в нефтеносных и водоносных коллекторах на больших глубинах	93
Глава IV. Диффузия тепловых нейтронов и диффузионные характеристики горных пород	96
Энергетический спектр тепловых нейтронов	96
Пространственно-временное распределение тепловых нейтронов	99
Пространственное распределение тепловых нейтронов	103

	Стр.
Диффузионные характеристики вещества и методы их расчета . . .	106
Методы измерения диффузионных характеристик . . .	112
Влияние высоких температур на распределение тепловых нейтронов в горных породах (при исследовании глубоких скважин) . . .	120
Температура спектра тепловых нейтронов как характеристика горных пород . . .	122
Диффузионные характеристики пластовых флюидов — нефти, воды и природных газов . . .	124
Диффузионные характеристики пластовой воды . . .	126
Диффузионные характеристики скелета осадочных пород . . .	130
Диффузионные характеристики водоносных, нефтеносных и газонос- ных пластов . . .	135
Сравнительный анализ чувствительности нейтронных характери- стик к изменению водородосодержания горных пород . . .	139
Геологические задачи, решаемые путем измерения диффузионных характеристик горных пород . . .	141
Глава V. Использование нейтронных характеристик горных пород при ре- шении задач нефтегазопромысловой геологии . . .	144
Аналитическое описание палеточных зависимостей НГМ и ИИМТ для определения пористости горных пород . . .	144
Использование нейтронных характеристик водоносных коллекторов для количественной интерпретации результатов исследования газо- носных коллекторов нейтронными методами . . .	147
Влияние «излучения скважины» на характер зависимости показаний НГМ от пористости пласта и хлоросодержания пластовой воды . . .	152
Способы проведения измерений ИИИМ и алгоритмы определения диф- фузионных характеристик горных пород . . .	155
Влияние петрофизических свойств прискважинной зоны пласта на по- казание стационарных и импульсных нейтронных методов . . .	163
Определение характера насыщения пласта по данным ИИИМ . . .	168
Оценка характера насыщения пластов при доразведке обсаженных скважин . . .	171
Использование нейтронных характеристик горных пород для оценки эффективности нейтронных методов при решении задач нефтегазо- промысловой геологии . . .	172
Список литературы . . .	174

ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ КОЖЕВНИКОВ

**Нейтронные характеристики горных пород
и их использование в нефтегазопромысловой геологии**

Редактор издательства *В. Н. Никитина*

Технические редакторы *Л. В. Дунаева, О. Ю. Трепенюк*

Переплет художника *Ю. Асафова*

Корректор *Т. Ю. Шульц*

Сдано в набор 18/X 1973 г. Подписано в печать 24/VI 1974 г. Т-12121 Формат 60×90^{1/16}
Бумага № 2 Печ. л. 11,5 Уч.-изд. л. 12,27 Тираж 1100 экз. Заказ № 588/4502-3 Цена 1 р. 34 к.

Издательство «Недра», 103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

xp-3

9к3

1р. 34к.

НЕДРА - 1974