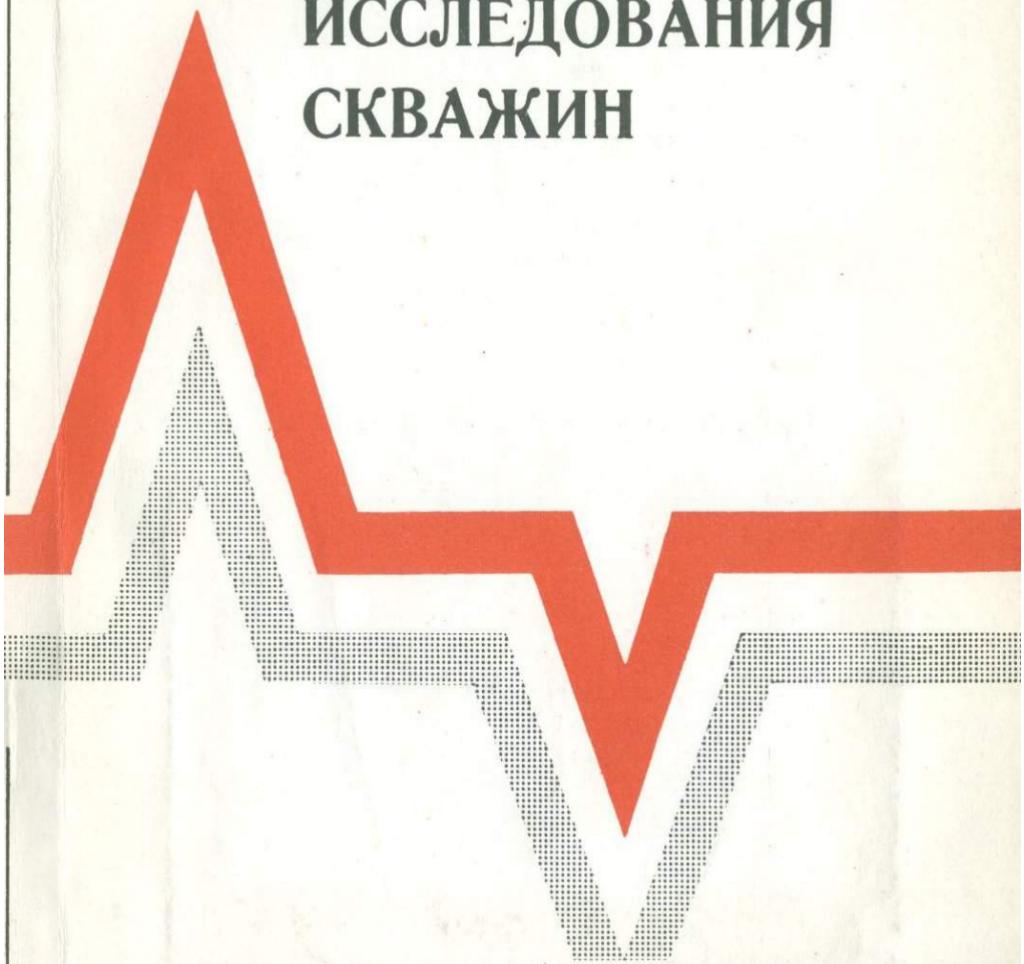


**ФИЗИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
ИМПУЛЬСНЫХ
НЕЙТРОННЫХ
МЕТОДОВ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН**



МИНИСТЕРСТВО ГЕОЛОГИИ СССР

Всесоюзный научно-исследовательский институт
ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ)

550.8

ФИЗИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
ИМПУЛЬСНЫХ
НЕЙТРОННЫХ
МЕТОДОВ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН

1824



МОСКВА · НЕДРА · 1976



Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин. М., «Недра», 1976. 160 с. Авт.: Ю. С. Шимелевич, С. А. Кантор, А. С. Школьников и др.

В книге изложены физические основы импульсных нейтрон-нейтронного и нейтронного гамма-методов, нашедших широкое применение при исследованиях геологического разреза скважин, а также кислородного активационного и нейтронного гамма-методов с использованием прецизионной спектрометрии, находящихся в стадии опробования и разработки. Рассмотрены процессы взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с горными породами и приведены данные, необходимые для подсчета параметров переноса этих излучений в многокомпонентных средах. Физические основы излагаются в последовательности, определяемой усложнением геометрии изучаемой среды: однородный пласт; двухслойная среда с цилиндрической границей раздела; мощный пласт, пересеченный обсаженной скважиной; неоднородные пласти и пласти ограниченных размеров и мощности. Приведены физические принципы методики измерений и интерпретации импульсного нейтронного метода, области его эффективного применения; показаны перспективы этого метода.

Книга предназначена для геофизиков, геологов и физиков, занимающихся совершенствованием нейтронных методов анализа горных пород при научных исследованиях и внедрением в производство.

Табл. 23, ил. 102, список лит. — 79 назв.

*Ю. С. Шимелевич, С. А. Кантор, А. С. Школьников, Н. В. Попов,
В. П. Иванкин, А. И. Кедров, В. В. Миллер, А. Л. Поляченко*

Ф. $\frac{20804-208}{043(01)-76}$ без объявл.

© Всесоюзный научно-исследовательский институт ядерной геофизики и геохимии, 1976

*Юрий Семенович Шимелевич, Самуил Абрамович Кантор,
Анатолий Семенович Школьников, Николай Викторович Попов,
Василий Петрович Иванкин, Артем Игоревич Кедров,
Виталий Викторович Миллер, Анатолий Львович Поляченко*

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Редактор издательства И. П. Иночкина

Технический редактор Л. Г. Лаврентьева

Корректор Л. В. Сметанина
Обложка художника С. К. Тивецкого

Сдано в набор 6.VIII 1975 г. Подписано в печать 29/III 1976 г. Т-07040
Формат 60×90^{1/16}. Бумага № 2. Печ. л. 10. Уч.-изд. л. 10,86
Тираж 1500 экз. Заказ № 635/11988-3. Цена 1 р. 09 к.

Издательство «Недра», 103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19
Ленинградская картографическая фабрика объединения «Аэрогеология»

ПРЕДИСЛОВИЕ

Повышение эффективности геологоразведочных работ в последние годы связано с успешным применением методов ядерной геофизики, возможности которых для дистанционного элементного анализа вещества общепризнаны. Эти успехи достигнуты в значительной мере благодаря работам советских ученых.

На этапе разведки нефтяных и газовых месторождений ядерно-геофизические методы в комплексе с другими геофизическими методами применяются для документирования геологического разреза, определения положения продуктивных пластов, оценки их запасов. При контроле за разработкой месторождений нефти и газа, особенно в условиях искусственного поддержания пластового давления, ядерно-геофизические методы в обсаженных скважинах дают информацию о текущей нефтегазонасыщенности пластов и о положении водонефтяного (ВНК) и газожидкостного (ГЖК) контактов в пластах, что создает объективные предпосылки для выбора оптимальных режимов разработки нефтяных и газовых месторождений.

Советскими учеными разработана серия эффективных ядерно-геофизических методов разведки месторождений нефти и газа и контроля за их разработкой — нейтрон-нейтронный (ННК) и нейтронный гамма-(НГК), импульсный нейтронный активационный, гамма-гамма-метод, метод контроля за движением флюидов с помощью трития и др. [8, 12, 13, 22, 32, 35, 39, 42, 43, 45, 46, 49, 58, 60, 61, 63, 67].

Нейтронные методы, применение которых было начато в 1941 г. Б. М. Понтекорво, основаны на облучении пород быстрыми нейтронами и регистрации замедлившихся нейтронов (ННК) или гамма-квантов (НГК), возникающих при захвате тепловых нейтронов [74] *. Аномальная способность ядер водорода замедлять быстрые нейтроны позволяет выделять в раз-

* Испытания нейтронного каротажа в нефтяных скважинах в СССР начались с 1948 г. (Б. Б. Лапук, Л. С. Полак, Д. Ф. Беспалов и др.); идея применения в скважинах нейтронного активационного анализа предложена А. А. Коржевым в 1945 г.; на эффективность повторных измерений геофизическими методами с целью определения характера насыщенности пластов указал В. Н. Дахнов.

резе коллекторы, содержащие нефть или воду. Аномальная способность ядер хлора поглощать медленные нейтроны дает возможность отличать пласты, насыщенные нефтью, от пластов, насыщенных водой, в которой обычно растворены соли хлора. Однако решение этой задачи часто неэффективно по ряду причин. Для облучения горных пород до последнего времени использовались источники с непрерывным потоком нейтронов. В связи с этим распределение медленных нейтронов зависело как от замедляющих, так и от поглощающих нейтронных свойств пластов, т. е. как от пористости, так и от нефтенасыщенности пласта.

В последние годы в ядерной геофизике по инициативе академика Г. Н. Флерова развито новое направление, основанное на использовании импульсных источников нейтронов. При этом удается отделить процесс замедления от поглощения нейтронов, что позволяет детально изучать особенности поглощения нейтронов в горной породе. Соответственно увеличивается однозначность выявления пластов, насыщенных нефтью, на фоне пластов, насыщенных минерализованной водой. Кроме того, уменьшаются помехи, вызванные влиянием скважины в результате локационного эффекта, характерного для импульсного потока нейтронов [43, 63].

В настоящее время импульсные методы [нейтрон-нейтронный (ИННК), нейтронный гамма (ИНГК), нейтронный активационный (АК)] нашли широкое применение в практике геологоразведочных работ.

Основы ИННК и макет импульсного генератора нейтронов, опробованные в скважинах в 1959 г., разрабатывались Г. Н. Флеровым, Ф. А. Алексеевым, Б. Г. Ерозолимским, Д. Ф. Беспаловым, Ю. С. Шимелевичем, А. С. Школьниковым. В разработке основ теории ИННК участвовал С. А. Кантор, в создании аппаратуры — сотрудники ИГ и РГИ и ИЯФ СО АН СССР Л. Р. Войцик, Л. Н. Бондаренко, Л. Н. Юдин, А. И. Хаустов, В. Ф. Романовский, Г. Н. Дарвойд и др.

Импульсный нейтронный гамма-метод был разработан Н. В. Поповым и Ю. С. Шимелевичем и впервые был опробован в 1960 г. для исследования действующих скважин через насосно-компрессорные трубы.

Импульсный активационный кислородный каротаж был опробован в 1962 г. Н. В. Поповым и Ю. С. Шимелевичем. Совершенствование метода велось под руководством А. И. Кедрова и Л. Н. Воронкова, которые использовали его для выделения водоотдающих интервалов и обнаружения зон с затрубной циркуляцией. Теория непрерывных активационных измерений разработана Ю. П. Булашевичем и его сотрудниками.

Начиная с 1961 г. геологической интерпретацией результатов ИНК руководили Ф. А. Алексеев и Д. М. Сребродольский; физическими исследованиями и внедрением методов —

Ю. С. Шимелевич; развитием теории — С. А. Кантор; математическим моделированием — С. А. Денисик и Р. А. Резванов; теоретическими вопросами интерпретации — А. Л. Поляченко (с 1967 г.); разработкой импульсной нейтронной методики определения нейтронных параметров пластов — А. С. Школьников; созданием и внедрением аппаратуры — Д. Ф. Беспалов.

В развитии теории и методики ИНК участвовала большая группа ученых и сотрудников производственных организаций (ВНИИЯГГ, ВНИИГИС, ВНИИНЕФТЕПРОМГеофизика, КФ ВНИИГеофизика, ТатНИПИ, ВО ИГиРГИ, НВНИИГГ, АзВНИИГеофизика, геофизические тресты Татарии, Башкирии, Украины, Азербайджана, Краснодарского края, Куйбышевской, Саратовской и других областей).

Внедрение ИНК начато в 1962 г. в тресте Татнефтегеофизика. В 1963 г. Киевский завод геофизического приборостроения МГ СССР (Г. С. Жебко, В. М. Аванесов, И. Г. Розенман и др.) по технической документации Киевского ОКБ МГ СССР (Л. И. Гольдштейн, П. А. Зельцман, В. М. Цалюк, Р. С. Челокьян и др.) на основе макета ИГиРГИ (Д. Ф. Беспалов, Б. Г. Ерозолимский и др.) начал серийный выпуск скважинной аппаратуры с импульсными генераторами нейтронов. В этой аппаратуре использована идея Б. Г. Еrozолимского о совмещении в нейтронной трубке функции ускорителя и кенотрона. Ленинградским ОКБ МГ СССР (Ю. И. Любавин, Р. А. Джемилев и др.) и Главатомприбором (А. С. Штань и др.) создан и выпущен малой серией генератор нейтронов для ИНГК и импульсного кислородного каротажа. С 1969 г. Киевский завод выпускает малогабаритную аппаратуру для ИНГК, ИНК и кислородного каротажа (Д. Ф. Беспалов, В. М. Аванесов, В. Н. Дыдычкин, В. Ф. Романовский, А. А. Старинский и др.). В СССР созданы и серийно выпускаются малогабаритные ускорительные трубы для скважинных генераторов нейтронов (Б. Г. Еrozолимский, С. Б. Овсянников, А. З. Минц, Л. Р. Войцик, Д. Ф. Беспалов, В. С. Васин, Э. А. Аб и др.).

В 1965 г. после анализа и обобщения опыта применения ИНК и ИНГК ВНИИЯГГом было опубликовано первое методическое руководство [43]. В 1971 г. на основании обобщения опыта применения ИНК в комплексе с другими геофизическими методами при доразведке нефтяных и газовых месторождений выпущено методическое пособие [12].

Начиная с 1963 г. импульсные методы начали применяться в США и других странах [75, 76, 77].

К настоящему времени проведены значительные теоретические и экспериментальные исследования, в результате которых выяснены основные зависимости показаний ИНК от характера насыщения пласта; оценен уровень помех, связанных с влиянием скважины и неоднородностью минералогического состава пласта; в основном разработана методика проведения ИНК (и

частично методика количественной интерпретации его результатов). Для многих нефтяных и газовых месторождений ИНК оказался эффективным методом определения положения нефтяных и газовых пластов, контактов газ — нефть — вода, наличия водоотдающих перфорированных интервалов, затрубной циркуляции.

Применение импульсного нейтронного каротажа в комплексе с другими геофизическими методами существенно расширило возможности решения многих задач. Предел минерализации пластовых вод, выше которого продуктивные пластины уверенно выделяются, снизился с 200 до 50 и даже 30 г/л NaCl. Продуктивные пластины выделяются не только в терригенных, но и в карбонатных отложениях. Для исследования обсаженных скважин эффективным оказался комплекс НГК и низкочастотного акустического каротажа (Е. В. Карус, О. Л. Кузнецов, Л. А. Сергеев, Б. Н. Ивакин, Л. З. Цлав, Ю. М. Булычевский и др.), по результатам которого выделяются коллекторы даже в загипсованных и доломитизированных карбонатных отложениях. Расширение возможностей геофизического комплекса привело к существенным успехам при доразведке нефтегазовых месторождений [12, 13, 34, 39, 58, 64]. Метод начал применяться на рудных месторождениях при выделении пластов, содержащих ртуть и другие элементы [13]. Есть основания предполагать, что импульсные методы будут широко применяться для исследования поверхностей горных пород, шурfov, керна и шлама.

Потенциальные возможности ядерной геофизики далеко не исчерпаны. С появлением аппаратуры для прецизионных спектрометрических измерений гамма- и рентгеновского излучения (полупроводниковых детекторов) существенно увеличились сведения об элементном составе пород, пересекаемых скважиной. Можно ожидать в дальнейшем сокращения объема отбора керна, что в конечном счете приведет к ускорению и удешевлению буровых работ. Начали создаваться импульсные нейтронные способы экспрессного анализа шлама и керна у устья разведочных скважин, что позволит, сопоставляя данные этих исследований с результатами скважинных измерений, более полно и оперативно характеризовать геологический разрез.

В настоящей работе сделана попытка обобщить сведения о физических основах ИНК. Рассматриваются основные закономерности взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с горными породами, физическая сущность ИНК и ИНГК, связь показаний ИНК с параметрами горных пород, физические принципы методики проведения измерений и интерпретации результатов.

Книга предназначена для физиков, геофизиков и геологов, занимающихся внедрением в производство и совершенствованием нейтронных методов анализа горных пород и других веществ при научных исследованиях и в промышленном производстве.

Текст книги написан: предисловие — В. П. Иванкиным и Ю. С. Шимелевичем; разделы: I — Ю. С. Шимелевичем, II — В. П. Иванкиным, С. А. Кантором, Ю. С. Шимелевичем, А. С. Школьниковым, III и IV — С. А. Кантором, Н. В. Поповым, Ю. С. Шимелевичем и А. С. Школьниковым, V — С. А. Кантором и В. В. Миллером, VI — В. П. Иванкиным, С. А. Кантором, А. Л. Поляченко, Н. В. Поповым, Ю. С. Шимелевичем и А. С. Школьниковым, VII — А. И. Кедровым, В. В. Миллером, Н. В. Поповым и Ю. С. Шимелевичем, VIII — С. А. Кантором и А. С. Школьниковым; приложение — С. А. Кантором. В написании подразделов 13, 15, 17 участвовал В. Г. Цейтлин.

I. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Геофизические методы поисков полезных ископаемых основываются на изучении искусственно вызванных или естественных процессов и полей, зависящих от состава и свойств горных пород и флюидов. При исследовании атмосферы, гидросфера и литосфера Земли ядерно-геофизическими методами изучаются физические поля или процессы, вызванные или сопровождающиеся ядерным излучением. Каждый ядерно-геофизический метод основан на использовании определенного ядерного процесса, что позволяет классифицировать методы по физическим принципам. Главными критериями классификации по этому признаку являются, во-первых, причина возбуждения ядерного процесса или физического поля и, во-вторых, характер излучения, которое при этом возникает и регистрируется. Таким образом, ядерно-геофизические методы можно разделить на две группы: 1) методы изучения естественных ядерных процессов, в основном распада ядер естественных радиоактивных элементов; 2) методы изучения искусственно возбужденных ядерно-физических процессов, которые возникают при облучении горной породы и флюидов нейтронами, заряженными частицами, гамма-квантами, электромагнитным полем и т. п.

Более детальная классификация основана на виде возбуждающего и регистрируемого излучения. Для возбуждения ядерно-физических процессов и их фиксации в небольших образцах горных пород используются нейтроны, протоны, альфа- и бета-частицы, ионы различных веществ, магнитные поля, гамма-кванты и др. В условиях скважины применяется только проникающее излучение: в необсаженной скважине — нейтроны, гамма-кванты, бета-излучение, магнитные поля, в скважине, обсаженной металлической колонной, — нейтроны и гамма-кванты. В ряде случаев требуется более детальная классификация методов по дополнительным особенностям: по наличию спектрометрии при регистрации излучения или по характеру его распределения во времени (поток излучения может быть постоянным или импульсным).

При классификации может появиться необходимость в уточнении геометрии и условий измерений: измерения могут проводиться одним или несколькими индикаторами, расположеными на разных расстояниях от источника излучения. В ряде случаев подчеркивается доминирующий тип взаимодействия нейтронов с исследуемой средой, который обеспечивает получение искомой информации о ней.

Принципы классификации ядерно-геофизических методов исследования вещества иллюстрируются табл. 1.

Таблица 1

Схема классификации ядерно-геофизических методов исследования вещества

Способ исследований	Естественное излучение		Искусственно возбужденное излучение под действием			
			<i>n</i>		<i>γ</i>	
			Вид регистрируемого излучения			
	<i>n</i>	<i>γ</i>	<i>n</i>	<i>γ</i>	<i>n</i>	<i>γ</i>
Суммарная регистрация излучения	НМ	ГМ	ННМ	НГМ	ГНМ	ГГМ
Спектральный анализ излучения	НМ-НТ	ГМ-С	ННМ-НТ	НГМ-С	ГНМ-НТ	ГГМ-С
Временной анализ излучения	—	—	ИННМ	ИНГМ	ИГНМ	ИГГМ

При нейтронометрии скважин горные породы облучаются потоками быстрых нейтронов с энергией 10^6 — 10^7 эВ, значительно превышающей энергию теплового движения атомов вещества рассеивателя (10^{-2} эВ). В результате взаимодействия быстрых нейтронов с породой и материалами, заполняющими скважину, устанавливаются определенное пространственно-временное и энергетическое распределение нейтронов. Установившееся во времени распределение нейтронов (гамма-квантов) называется стационарным, меняющееся во времени — нестационарным. Особенности распределений излучения зависят от усредненных макроскопических параметров среды — длины и среднего времени замедления быстрых нейтронов, а также от длины диффузии и среднего времени жизни тепловых нейтронов. Нейтронные параметры определяются элементным составом, плотностью и структурой среды. Например, средняя длина замедления быстрых нейтронов существенно зависит от концентрации водорода, ядра которого обладают аномально большой способностью замедлять быстрые нейтроны, а среднее время жизни

тепловых нейтронов, прежде всего, связано с содержанием хлора, бора и других элементов, интенсивно поглощающих тепловые нейтроны. Метод исследования горных пород в скважинах принято называть каротажем, поэтому скважинные нейтронные методы ниже даются под шифрами ННК, НГК, ИННК, ИНГК и т. д. Физические принципы, лежащие в основе модификаций нейтронных методов, приведены ниже.

Нейtron-нейtronный каротаж с регистрацией надтепловых нейтронов (ННК-НТ). При ННК-НТ горные породы облучаются быстрыми нейтронами, которые замедляются в них; при этом регистрируются надтепловые нейтроны, имеющие энергию несколько выше энергии тепловых колебаний атомов. Распределение надтепловых нейтронов зависит от состава горных пород и, прежде всего, от концентрации ядер водорода. Ядра самого легкого элемента обладают аномально большой способностью замедлять нейтроны. Чем больше в горной породе вещества, содержащих водород (нефть, вода), тем ближе к источнику располагается основная часть замедлившихся нейтронов. Соответственно, плотность надтепловых нейтронов на фиксированном расстоянии от источника зависит от содержания в горной породе нефти и воды. На этом принципе основан способ выделения коллекторов и оценки их пористости по данным ННК-НТ. Помехой при выделении коллекторов являются пластины, содержащие связанную воду: гипсы, глины и т. п. Длина замедления быстрых нейтронов до надтепловой энергии в горной породе составляет 10—15 см; этим определяется радиус зоны, состав которой влияет на показания ННК-НТ. Так как основную часть этой зоны занимает скважина, показания ННК-НТ весьма чувствительны к составу заполняющего ее вещества и расположению в ней измерительного прибора. При малом содержании водорода на пространственное распределение надтепловых нейтронов в горных породах существенно влияет взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами других элементов.

Нейtron-нейtronный каротаж с регистрацией тепловых нейтронов (ННК-Т). При ННК-Т горные породы облучаются быстрыми нейтронами и регистрируются тепловые нейтроны. Распределение тепловых нейтронов вокруг источника определяется, в основном, двумя процессами: замедлением быстрых нейтронов и диффузией тепловых. О зависимости замедления нейтронов от состава горных пород упомянуто выше. В процессе диффузии тепловые нейтроны мигрируют в пространстве и поглощаются ядрами атомов. Ядра некоторых элементов (хлора, бора) обладают аномально большим сечением захвата тепловых нейтронов. В пластах, в которых эти элементы присутствуют, уменьшается среднее время жизни тепловых нейтронов и соответственно их плотность. Такими пластами являются коллекторы, насыщенные минерализованной водой. При мало-

меняющейся концентрации хлора, бора, железа в горных породах плотность тепловых нейтронов пропорциональна плотности надтепловых нейтронов и определяется способностью пластов замедлять нейтроны. В этих условиях ННК-Т применяется для оценки пористости. При мало меняющейся пористости плотность нейтронов зависит от содержания в пласте хлора и бора. В этих условиях ННК-Т применяется для разделения пластов, насыщенных нефтью и минерализованной водой; метод эффективен для однородных коллекторов с высокой пористостью и высокой минерализацией пластовых вод.

При меняющихся пористости пород и концентрации хлора и бора оценку пористости можно провести по отношению показаний ННК-Т на двух зондах. Поскольку способность пласта поглощать тепловые нейтроны одинаково оказывается на обоих детекторах, то отношение их показаний не зависит от содержания хлора и отражает концентрацию водорода в пласте. Радиус зоны, исследуемой при ННК-Т, больше, чем при ННК-НТ, так как к переносу нейтронов при замедлении прибавляется перенос их при диффузии.

Основная помеха при определении пористости и нефтенасыщенности по ННК-Т связана с их совместным влиянием на результаты измерения. Кроме того, показания ННК-Т так же, как ННК-НТ, зависят от элементного состава скелета породы и конструкции скважины.

Нейтронный гамма-каротаж (НГК). При НГК горные породы облучаются быстрыми нейтронами и регистрируются гамма-кванты, возникшие при захвате в пласте тепловых нейтронов в результате ($n\gamma$)-реакции. Среднее число гамма-квантов, излучаемых при захвате одного нейтрона, и их энергия для каждого изотопа имеют определенную величину. Например, ядра водорода после захвата нейтрона излучают один квант с энергией 2,2 МэВ, а ядра хлора — в среднем около трех, среди которых есть гамма-кванты с энергией 3—6 МэВ. Распределение гамма-излучения в пространстве зависит от распределения тепловых нейтронов, от элементного состава и плотности пород.

Принцип определения пористости пород по НГК состоит в том, что при слабо меняющемся элементном составе скелета породы интенсивность гамма-излучения пропорциональна плотности надтепловых нейтронов в окрестности индикатора, т. е. зависит от содержания водорода. При неизменном содержании водорода интенсивность и спектр гамма-излучения зависят от элементного состава и плотности среды, в которой поглощаются нейтроны. Это позволяет при мало меняющейся пористости отличать пласты, содержащие нефть, от пластов, насыщенных сильно минерализованной водой (в водоносном пласте при высокой минерализации воды основным поглотителем нейтронов является хлор, а в нефтеносном — водород и элементы, входящие в скелет породы). На том же принципе основано выделе-

ние пластов, содержащих руды железа, хрома и других элементов, имеющих относительно большое сечение захвата тепловых нейтронов. Изучение энергетического спектра гамма-излучения дает информацию об элементном составе горных пород.

Радиус исследования при НГК больше, чем при ИНК-Т, так как он определяется суммарной длиной миграции нейтронов и гамма-квантов, пробег последних особенно велик в жидкости, заполняющей скважину. Основные помехи при НГК приблизительно те же, что и при ИНК-Т: зависимость показаний от многих параметров пласта, заполнения и конструкции скважины и расположения в ней измерительного прибора.

Импульсный нейtron-нейtronный каротаж с регистрацией тепловых нейтронов (ИНК). При ИНК горная порода облучается прерывистым (импульсным) потоком быстрых нейтронов; в промежутках между облучениями регистрируются тепловые нейтроны. Время замедления быстрых нейтронов (10^{-5} с) много меньше времени диффузии нейтронов после их замедления (10^{-3} с), когда их энергия становится близкой к энергии теплового движения атомов. Поэтому после окончания каждого облучения прерывистым потоком в горной породе остаются только тепловые нейтроны, которые мигрируют в ней и постепенно поглощаются ядрами атомов.

Число тепловых нейтронов в среде уменьшается со временем по экспоненциальному закону и тем быстрее, чем больше в горной породе элементов с большим сечением их захвата, таких, как хлор, бор, ртуть, кадмий и др. Резкий, экспоненциальный характер зависимости плотности нейтронов от поглощающих нейтронных свойств горных пород обеспечивает высокую чувствительность ИНК к концентрации указанных элементов. По скорости уменьшения плотности нейтронов во времени можно судить об их концентрации и, в частности, о нефтеводонасыщенности пласта. Однозначность интерпретации показаний метода даже в неблагоприятных условиях, при невысокой пористости коллекторов и невысокой минерализации пластовых вод, доказана.

Вследствие миграции тепловых нейтронов происходит их перераспределение в пласте. Скорость этого перераспределения зависит от способности породы рассеивать нейтроны. С увеличением концентрации водорода в горной породе увеличивается вероятность рассеяния нейтронов и замедляется процесс перераспределения их в пространстве. По скорости перераспределения тепловых нейтронов можно судить о содержании в горной породе водорода.

При ИНК измеряется плотность потока тепловых нейтронов как функция времени после окончания облучения; измерения ведутся на одном или двух расстояниях (зондах) от источника нейтронов.

Высокая эффективность ИННК объясняется сравнительно небольшим уровнем помех, вызванных скважиной, что связано со следующими особенностями нестационарной диффузии нейтронов. Во-первых, с ростом времени задержки t , прошедшего после окончания облучения быстрыми нейтронами, растет средняя длина диффузии тепловых нейтронов. Соответственно увеличивается радиус зоны, в которой нейтроны мигрировали и о которой получается информация при ИННК. Во-вторых, начиная с некоторого t , плотность нейтронов в скважине становится меньше, чем в продуктивном пласте из-за более интенсивного их поглощения в скважине. С этого момента влияние скважины уменьшается, показания ИННК определяются притоком нейтронов из пласта и отражают его нейтронные свойства.

Импульсный нейтронный гамма-каротаж (ИНГК). При ИНГК горная порода, так же как при ИННК, облучается импульсным потоком нейтронов, но в промежутках между облучениями регистрируются гамма-кванты, возникающие при захвате тепловых нейтронов. Так как интенсивность гамма-излучения пропорциональна плотности тепловых нейтронов, основные характеристики измеряемых полей излучения при ИНГК и ИННК близки. Вместе с тем, с помощью ИНГК можно получить дополнительную информацию о горных породах. По энергетическому спектру гамма-излучения можно судить об элементном составе горных пород. Благодаря большому пробегу гамма-квантов в жидкости, заполняющей скважину, ее влияние на показания ИНГК меньше, чем на показания ИННК, особенно когда измерительный прибор окружен значительным слоем минерализованной воды. Однако при измерениях на больших t приходится учитывать фон гамма-излучения естественной и наведенной активности.

Импульсный нейтронный активационный каротаж (ИНАК). При ИНАК горная порода облучается импульсным потоком быстрых нейтронов, в промежутках между облучениями после поглощения тепловых нейтронов измеряются гамма-кванты, возникающие при распаде активированных нейтронами ядер. Ядра атомов, захватывая быстрые и тепловые нейтроны, становятся радиоактивными. В соответствии с периодом полураспада они распадаются, излучая гамма-кванты, интенсивность и энергия которых характеризуют элементный состав горных пород. Метод применяется, в частности, для изучения концентрации кислорода в среде, окружающей измерительный прибор. В результате захвата быстрых нейтронов ядрами кислорода образуются радиоактивные ядра с периодом полураспада 7 с и энергией гамма-квантов 6 МэВ.

II. ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ С ВЕЩЕСТВОМ

При импульсном нейтронном каротаже применяются источники быстрых нейтронов с начальной энергией 14 МэВ, а регистрируются тепловые нейтроны со средней энергией 0,025 эВ или гамма-кванты, возникшие в результате захвата тепловых нейтронов. Реже используются источники нейтронов с начальной энергией 2,45 МэВ или детекторы надтепловых нейтронов. Таким образом, энергия нейтронов в процессе взаимодействия с веществом изменяется примерно на девять порядков.

На стадии замедления происходит упругое и неупругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах атомов, на стадии термализации медленных нейтронов — упругое и неупругое рассеяние на молекулах и кристаллических структурах, на стадии диффузии — упругое рассеяние и поглощение тепловых нейтронов. Менее важны для основных модификаций ИНК, но существенны для некоторых его разновидностей, поглощение быстрых нейтронов, образование нестабильных ядер (наведенная активность), испускание гамма-квантов или заряженных частиц в результате неупругих взаимодействий быстрых нейтронов.

Упругое рассеяние. Кинетическая энергия нейтрона до столкновения с ядром при упругом рассеянии переходит в кинетическую энергию нейтрона и ядра отдачи после столкновения. Нейтроны с энергией больше 1 эВ взаимодействуют с ядрами, как со свободными, неподвижными и независимыми объектами, так как энергия, которую получает ядро после столкновения с нейтроном, значительно больше энергии химической связи ядер в атоме (и тем более — энергии их теплового движения), а длина волн нейтрона намного меньше расстояния между ядрами.

Если энергия нейтронов не превышает 0,5—1 МэВ, то упругое рассеяние изотропно в системе общего центра масс нейтрона и рассеивающего ядра. Для ядер водорода изотропность рассеяния сохраняется до энергии 14 МэВ и выше. В этом слу-

чае вероятность того, что нейtron с энергией E при однократном упругом соударении с ядром, обладающим массовым числом A , потеряет энергию $\Delta E = E - E'$, равна

$$w(\Delta E) d\Delta E = \begin{cases} \frac{d\Delta E}{aE} & \text{при } 0 < \Delta E < aE, \\ 0 & \text{при } \Delta E \geq aE, \end{cases} \quad (\text{II. 1})$$

где $a = 4A/(A + 1)^2$.

Из формулы (II. 1) видно, что нейtrоны с равной вероятностью могут потерять любую энергию от 0 до aE . Средняя доля энергии, теряемой при упругом изотропном рассеянии,

$$\left(\frac{\bar{\Delta E}}{E} \right) = \int_0^{aE} w(\Delta E) \frac{\Delta E}{E} d\Delta E = \frac{a}{2} = \frac{2A}{(A + 1)^2}. \quad (\text{II. 2})$$

Итак, доля энергии, теряемой нейtrоном, в среднем тем больше, чем легче ядро-рассеиватель; для водорода ($A=1$) она достигает максимального значения — 50%; для ядер с большей массой потеря энергии много меньше, поскольку она убывает с ростом массы ядра примерно как $2:A$.

При рассмотрении замедления нейtrонов удобно перейти к логарифмической шкале энергий и ввести новую переменную — летаргию

$$u = \ln E_0/E, \quad (\text{II. 3})$$

где E_0 — начальная энергия нейtrонов.

Уменьшение энергии нейtrонов соответствует увеличению летаргии. Среднее изменение летаргии при одном упругом соударении

$$\bar{\xi} = u(E) - u(E - \Delta E) = \int_0^{aE} w(\Delta E) [u(E) - u(E - \Delta E)] d\Delta E. \quad (\text{II. 4})$$

Для рассеяния, изотропного в системе центра масс нейtrон — ядро,

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1}, \quad (\text{II. 5})$$

при $A \gg 2$

$$\xi = \frac{2}{A} \left(1 + \frac{2}{3A} + \frac{1}{9A^2} \right)^{-1}. \quad (\text{II. 5a})$$

Формула (II. 5a) справедлива при $A \gg 2$ с погрешностью не более 1%.

Среднее число соударений v_c , в результате которых энергия нейтрона уменьшается от E_1 до E_2 , а летаргия возрастает от u_1 до u_2 , оценивается по формуле

$$v_c = \frac{u_2 - u_1}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_1}{E_2}. \quad (\text{II. 6})$$

Например, для замедления нейтронов от начальной энергии 14,1 МэВ до энергии 1,44 эВ требуется в среднем 16 столкновений на ядрах водорода, 100 — на ядрах углерода, 230 — на ядрах кремния и т. д.

Средний косинус угла рассеяния нейтронов при одном соударении в лабораторной системе координат может быть подсчитан по формуле

$$\overline{\cos \vartheta} = \int_0^{aE} \cos \vartheta (E, E - \Delta E) w(\Delta E) d\Delta E. \quad (\text{II. 7})$$

Для изотропного рассеяния в системе центра масс

$$\overline{\cos \vartheta} = 2/3A. \quad (\text{II. 8})$$

Из выражения (II.8) следует, что при столкновениях с ядрами водорода нейтроны рассеиваются преимущественно вперед, а при столкновениях с тяжелыми ядрами угловое распределение рассеянных нейтронов близко к изотропному.

Рассеивающие свойства ядер при энергии нейтронов менее 1 МэВ для наиболее распространенных в горных породах элементов, рассчитанные по формулам (II.5), (II.5a) и (II.8), приведены в табл. 2.

Таблица 2
Рассеивающие нейтронные свойства ядер

Элемент	A	ξ	$\overline{\cos \vartheta}$
Водород	1,0	1,0	0,667
Углерод	12,0	0,158	0,055
Кислород	16,0	0,120	0,042
Натрий	23,0	0,084	0,029
Магний	24,3	0,081	0,028
Алюминий	27,0	0,072	0,025
Кремний	28,1	0,070	0,024
Сера	32,1	0,061	0,021
Хлор	35,5	0,055	0,019
Кальций	40,1	0,049	0,017
Железо	55,8	0,035	0,012

Зависимости усредненных сечений упругого рассеяния нейтронов σ_s от их энергии, построенные по данным работы

[18] для некоторых распространенных в горных породах элементов, приведены на рис. 1.

С увеличением энергии сечение упругого рассеяния уменьшается: для ядер водорода от 4,26 барн при 1 МэВ до 0,69 барн при 14 МэВ, для ядер кислорода — от 3 до 1,1 барн, для ядер кремния — от 2,8 до 1,2 барн. При энергии нейтронов выше 1 МэВ угловое распределение рассеянных нейтронов приобретает четко выраженный максимум при малых углах рассеяния, что увеличивает значение $\cos\vartheta$ по сравнению с вычисленным по

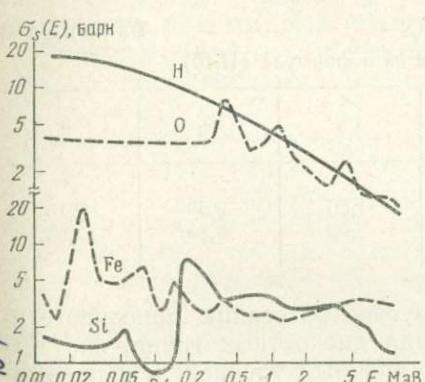


Рис. 1. Зависимости усредненных сечений упругого рассеяния нейтронов от энергии для различных элементов

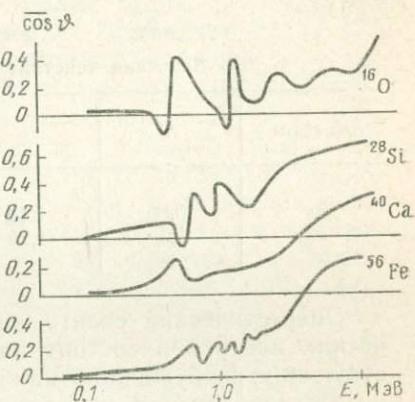


Рис. 2. Зависимость $\cos\vartheta$ от энергии нейтронов для различных элементов

формуле (II.8). Средние изменения энергии и летаргии уменьшаются. На рис. 2 показана зависимость $\cos\vartheta$ от энергии нейтронов [18].

Влияние анизотропии рассеяния нейтронов на их перенос учитывается введением транспортной длины λ_{tr} , которая представляет собой среднюю проекцию перемещения нейтрона при его замедлении на направление вылета из источника:

$$\lambda_{tr} = \lambda_s / (1 - \overline{\cos\vartheta}) = 1 / \Sigma_{tr}, \quad (II.9)$$

где λ_s — средний свободный пробег нейтронов между первыми рассеяниями.

Неупругое рассеяние. При неупругом рассеянии часть кинетической энергии нейтрона, которой он обладал до столкновения, расходуется на возбуждение ядра; энергия возбуждения обычно излучается в виде гамма-квантов.

Величина сечения неупругого рассеяния при энергии нейтронов порядка 14 МэВ близка к величине сечения упругого рассеяния. Приблизительно половина первых столкновений нейтронов в горных породах при этой энергии — неупругие; в горных по-

породах, содержащих тяжелые элементы, доля неупругих столкновений может быть больше. С уменьшением энергии нейтронов вероятность неупругих процессов уменьшается. Для нейтронов, энергия которых меньше энергии нижнего уровня ядра-мишени, она равна нулю. Полуэмпирическая формула для зависимости сечения неупругого рассеяния σ_{in} от энергии имеет вид

$$\sigma_{in}(E) = a_0 [1 - (1 + b_0 E) \exp(-b_0 E)]. \quad (\text{II. 10})$$

Значения констант a_0 и b_0 для ядер некоторых элементов приведены в табл. 3.

Таблица 3

Значения констант a_0 и b_0 в формуле (II.10)

Константы	Al	Fe	Cu	Pb	U
a_0	0,80	1,45	1,56	2,50	2,15
b_0	1,35	1,20	2,00	2,15	2,50

Энергетический спектр неупругого рассеяния моноэнергетических нейтронов состоит из ряда дискретных групп, соответствующих возбуждению нижних ядерных уровней, и непрерывного распределения, которое аппроксимируется формулой [28]

$$N(E) = E \exp\left(-\frac{E}{T_{\text{я}}}\right), \quad (\text{II. 11})$$

где $T_{\text{я}}$ — эффективная ядерная температура, соответствующая максимуму функции (II.11) и примерно равная 1 МэВ.

Угловое распределение неупругого рассеянных нейтронов практически изотропно. Оценки среднего изменения летаргии при неупругом рассеянии нейтронов, полученные с применением выражений (II.4) и (II.10), дают для начальной энергии 14 МэВ величину 2,25, а для 7 МэВ — 1,52. Среднее число неупругих соударений нейтронов, энергия которых уменьшилась от 14 до 1 МэВ (эту энергию можно считать пороговой по отношению к неупрочим взаимодействиям), составляет 1—2. Таким образом, в результате одного — двух неупругих рассеяний нейtron теряет значительную долю энергии и повторное неупругое взаимодействие становится маловероятным или невозможным. Вероятность неупругого рассеяния увеличивается по мере увеличения атомной массы ядра-мишени, поэтому в породах с малым водородосодержанием примеси тяжелых ядер (железа, свинца) приводят к изменению пространственного распределения замедляющихся нейтронов, что может вызвать погрешности в определении содержания водорода в пласте по измерениям поля нейтронов, если не учитывать этого обстоятельства.

Термализация нейtronов. Замедление нейtronов при энергиях, меньших 1 эВ, приводящее к установлению их равновесного спектра, принято называть термализацией.

Взаимодействие нейtronов с веществом в процессе термализации имеет ряд особенностей, связанных с тем, что энергия нейtronов становится сравнимой с энергией химических связей атомов замедлителя, а длина волны нейтрана имеет тот же порядок, что и межатомные расстояния. Поэтому нейтраны взаимодействуют с молекулами или с кристаллической решеткой, передавая им энергию при упругих и неупругих столкновениях. Наиболее существенными для замедления являются неупругие соударения, при которых потеря энергии составляет 0,1—1 эВ.

Энергетический спектр термализующихся нейtronов в бесконечной однородной среде, в которой сечение поглощения подчиняется закону $1/v$ (v — скорость нейtronов), стремится с течением времени к максвелловскому спектру с температурой, равной температуре среды. Хотя этот спектр устанавливается при $t \rightarrow \infty$, начиная с некоторого момента времени практически можно пренебречь дальнейшим изменением его и рассматривать поведение нейtronов как односкоростную диффузию с параметрами, соответствующими средним для равновесного распределения. Это время различно для разных сред и изменяется от нескольких микросекунд (вода, водородсодержащие среды) до нескольких сотен микросекунд (тяжелые замедлители), т. е. существенно больше, чем время замедления до энергий 1 эВ.

Для характеристики продолжительности термализации вводится параметр времени τ_t . В предположениях, что во время термализации спектр нейtronов близок к максвелловскому с температурой T_n , большей температуры среды T , разность $T_n - T$ уменьшается со временем по экспоненциальному закону:

$$T_n - T \approx e^{-t/\tau_t}. \quad (\text{II.12})$$

Величина τ_t для воды составляет 5 мкс, для графита — 300 мкс [28].

Диффузия тепловых нейtronов. Так называется процесс распространения тепловых нейtronов в направлении убывания их плотности в результате упругих столкновений с ядрами среды. При этом процессе средняя энергия нейtronов постоянна, равна средней энергии тепловых колебаний молекул среды и зависит от температуры среды. Функция распределения тепловых нейtronов по скоростям имеет вид максвелловского распределения

$$n(v) dv = \frac{4n}{\sqrt{\pi v_0}} v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv, \quad (\text{II.13})$$

где n — полное число нейtronов; v_0 — наиболее вероятная их скорость. При комнатной температуре $v_0 = 2,2 \cdot 10^5$ см/с, а средняя скорость, рассчитанная по этому распределению,

$$\bar{v} = 1,128 v_0 = 2,48 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$$

Макроскопическое сечение рассеяния тепловых нейтронов Σ_s в большинстве горных пород в несколько раз больше макроскопического сечения поглощения Σ_a , поэтому число столкновений нейтронов с ядрами до поглощения обычно велико и средняя длина их диффузии составляет несколько сантиметров.

Радиационный захват. Поглощение тепловых нейтронов, приводящее к испусканию гамма-квантов, называется радиационным захватом. Сечение радиационного захвата большинства элементов при энергии нейтронов более 1—10 кэВ мало по сравнению с сечениями других процессов. По мере замедления нейтронов сечение возрастает в среднем пропорционально $E^{-1/2}$. Энергия возбуждения ядра после захвата нейтронов E_b складывается из кинетической энергии E_{kin} , переданной исходному ядру нейtronом, и энергии связи E_{cv} нейтрона в образовавшемся ядре:

$$E_b = E_{cv} + E_{kin}A/(A + 1). \quad (\text{II. 14})$$

Суммарная энергия испускаемых при радиационном захвате гамма-квантов равна E_b . Поскольку для большинства ядер энергия связи составляет 7—8 МэВ, при захвате медленных нейтронов возникает жесткое гамма-излучение. Энергетический спектр гамма-квантов радиационного захвата определяется структурой энергетических уровней образовавшегося ядра и энергией возбуждения E_b . На один захваченный нейтрон в среднем испускается 3—4 гамма-кванта; некоторые ядра (например, водород) излучают 1 гамма-квант.

В табл. 4 для наиболее распространенных элементов приведены сечения радиационного захвата, энергии наиболее интенсивных линий и среднее число гамма-квантов, излучаемых на 100 захваченных нейтронов [69, 70].

При использовании модификаций ИНМ, связанных с регистрацией вызванного нейтронами гамма-излучения, основную роль играют гамма-кванты с энергией 0,2—10 МэВ. Нижняя граница энергий регистрируемых гамма-квантов определяется их поглощением в окружающих детектор конструкционных материалах.

В указанном энергетическом интервале перенос гамма-излучения сопровождается фотоэлектрическим поглощением, комптоновским рассеянием на свободных электронах и образованием электронно-позитронных пар.

Фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект). Это процесс передачи энергии гамма-кванта E_γ электрону какого-либо атома. Подавляющая часть кинетической энергии электрона преобразуется в тепловую энергию. Фотоэффект приводит к исчезновению гамма-кванта.

Сечение фотоэффекта зависит от элементного состава рассеивающей среды. Для гамма-квантов, энергия которых выше 0,2 МэВ, оно пропорционально $Z_{\text{эфф}}^5$, где $Z_{\text{эфф}}$ — эффективный атомный номер среды. Поэтому примеси в породе железа, меди

Таблица 4

Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов,
энергия и выход наиболее интенсивных гамма-квантов

Элемент	Сечение радиационного захвата, барн	Энергия, МэВ	Выход гамма-квантов на 100 нейтронов
Водород	0,33	2,223	100,0
Бор	752,0	0,478	470,0
Углерод	0,0034	4,945	67,0
Алюминий	0,235	7,724	20,1
Кремний	0,16	6,380 4,934 3,539 2,093	12,6 70,5 79,6 26,8
Сера	0,512	5,420 3,221 2,931 2,380	42,4 19,5 16,0 32,0
Хлор	33,2	6,620 6,111 1,958 1,951	10,0 15,8 15,1 21,4
Кальций	0,43	6,420 4,419 1,943	28,1 10,8 52,5
Железо	2,62	9,298 7,646 7,632 7,279 6,018 5,921 4,219 1,725 1,613	3,8 22,1 27,2 4,6 8,1 8,3 4,0 8,0 5,8
Свинец	0,17	7,368	94,8

и других тяжелых элементов увеличивают поглощение гамма-квантов и, наоборот, увеличение содержания водорода в породе приводит к уменьшению поглощения в ней гамма-излучения.

С ростом E_{γ} наблюдается монотонное уменьшение сечения фотоэффекта, приблизительно пропорциональное E_{γ}^{-m} , $m = 3,5 \div 5$. Для энергии 1 МэВ и выше сечение фотоэффекта становится малым по сравнению с сечением других процессов.

Рассеяние гамма-излучения на свободных электронах (комптон-эффект). Данное явление имеет место, когда энергия гамма-кванта значительно выше энергии связи электрона в атоме. При комптон-эффекте часть энергии гамма-кванта преобразуется в кинетическую энергию электрона. Связь между энергией гамма-кванта до рассеяния E_{γ} и после рассеяния E'_{γ} (в МэВ) имеет вид

$$E'_{\gamma} = \frac{0,51 E_{\gamma}}{0,51 + E_{\gamma}(1 - \cos \varphi)}, \quad (\text{II. 15})$$

где φ — угол между направлениями падающего и рассеянного гамма-квантов.

Из выражения (II.15) следует, что E'_{γ} изменяется от начальной энергии E_{γ} (при рассеянии кванта вперед) до $0,51 E_{\gamma} / (0,51 + 2E_{\gamma})$.

С увеличением энергии E_{γ} вклад гамма-квантов, рассеянных на малые углы, увеличивается и средняя относительная потеря энергии при комптоновском рассеянии уменьшается. Сечение комптоновского рассеяния медленно уменьшается с ростом энергии гамма-кванта. В горных породах комптон-эффект имеет существенное значение во всем рассматриваемом энергетическом диапазоне (0,2—10 МэВ). Сечение комптон-эффекта для горных пород, содержащих в основном элементы со средней атомной массой, пропорционально плотности пород ρ_p .

Образование электрон-позитронных пар. При этом процессе, протекающем лишь при $E_{\gamma} > 1,02$ МэВ, гамма-квант исчезает, и образуются электрон и позитрон. В результате аннигиляции позитронов возникают два гамма-кванта с энергией 0,51 МэВ. Поскольку пробеги заряженных частиц и аннигиляционного гамма-излучения малы по сравнению с пробегами первичных гамма-квантов, образование пар можно рассматривать как поглощение гамма-излучения. Сечение образования пар пропорционально $Z^2_{\text{эфф}}$ и с увеличением E_{γ} увеличивается — сначала пропорционально E_{γ} , а затем несколько медленнее (пропорционально $\ln E_{\gamma}$).

Полный коэффициент ослабления гамма-излучения в веществе. Ослабление потока гамма-излучения определяется эффектами фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар. Суммарная вероятность этих трех процессов характеризуется полным коэффициентом поглощения μ ,

который складывается из коэффициентов поглощения, обусловленных сечениями процессов фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар. Величины этих сечений приведены, например, в работах [16, 73]. На рис. 3 представлены зависимости полного массового коэффициента ослабления $\mu^* = \mu/\rho_{\text{п}}$ от энергии гамма-излучения E_γ в воде, алюминии и железе.

2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Средняя длина замедления быстрых нейтронов вводится из следующих соображений. Пусть $N(r, E_{\text{нт}})$ — пространственное распределение нейтронов, замедлившихся до надтепловой энергии $E_{\text{нт}}$ в однородной бесконечной среде. Тогда средний квадрат расстояния от источника нейтронов до точки, где энергия нейтрона стала равной $E_{\text{нт}}$, определяется по формуле

$$\overline{r^2(E_{\text{нт}})} = \int r^2 N(r, E_{\text{нт}}) dV / \int N(r, E_{\text{нт}}) dV, \quad (\text{II. 16})$$

где знаменатель представляет полное число нейтронов, испущенных источником, а числитель — второй пространственный момент распределения нейтронов. Длина замедления нейтронов L_3 определяется через $\overline{r^2(E_{\text{нт}})}$:

$$L_3^2 = \overline{r^2(E_{\text{нт}})} / 6. \quad (\text{II. 17})$$

Величина L_3^2 может быть подсчитана также по формуле [29]

$$L_3^2 = \int_{E_{\text{нт}}}^{E_0} \frac{\hat{\lambda}_s(E') \hat{\lambda}_{tr}(E')}{3\xi(E')} \frac{dE'}{E'} + \frac{\hat{\lambda}_0^2}{3}, \quad (\text{II. 18})$$

где $\hat{\lambda}_0$ — средняя длина первого пробега нейтронов.

Если $\hat{\lambda}_s$ и $\hat{\lambda}_{tr}$ не зависят от энергии, то

$$L_3^2 = \frac{\hat{\lambda}_s \hat{\lambda}_{tr}}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E_{\text{нт}}} + \frac{\hat{\lambda}_0^2}{3} \quad (\text{II. 19})$$

и ее величина возрастает с увеличением атомного веса ядер среды.

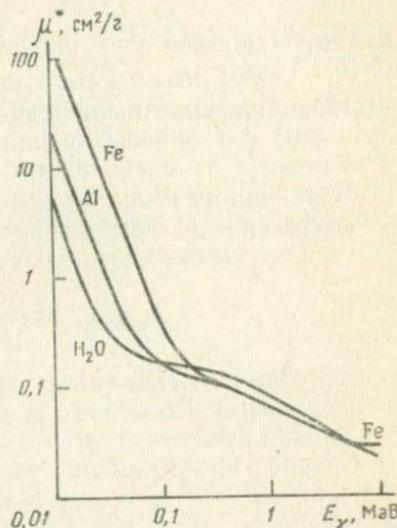


Рис. 3. Зависимость полного массового коэффициента ослабления гамма-квантов от энергии гамма-излучения для некоторых веществ

Среднее время замедления τ_3 нейтронов от энергии E_0 до энергии $E_{\text{нт}} \ll E_0$ может быть подсчитано по формуле [9, 23]

$$\tau_3(E_{\text{нт}}) = \int_{E_{\text{нт}}}^{E_0} \frac{\hat{\lambda}_s(E)}{\xi(E)} \frac{dE}{vE}, \quad (\text{II. 20})$$

где $v = 1,38 \cdot 10^4 \sqrt{E}$ — скорость (в м/с) нейтрона с энергией E (в эВ).

Приближенное выражение для τ_3 имеет вид

$$\tau_3(E_{\text{нт}}) = 2\hat{\lambda}_s(E_{\text{нт}}) \xi v. \quad (\text{II. 21})$$

Величина τ_3 возрастает с увеличением атомной массы.

Эффективный разброс времени замедления нейтронов находится из решения кинетического уравнения [23]

$$\Delta\tau_3(E_{\text{нт}}) = \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{\sum_s^2(E_{\text{нт}}) \xi(E_{\text{нт}}) v}}. \quad (\text{II. 22})$$

Величина $\Delta\tau_3(E_{\text{нт}})$ мала по сравнению с τ_3 только в средах, не содержащих водород. В водородсодержащих замедлителях $\Delta\tau_3$ близко к τ_3 .

Среднее время жизни тепловых нейтронов τ и коэффициентов их диффузии D в смеси m элементов вычисляются по формулам:

$$\tau = (v_0 \sum_a)^{-1} = (v_0 \sum_{i=1}^m N_i \sigma_{a,i})^{-1}; \quad (\text{II. 23})$$

$$D = \frac{\bar{v}}{3} (\sum_{tr})^{-1} = \frac{\bar{v}}{3} [\sum_s (1 - \overline{\cos \vartheta})]^{-1} = \\ = \frac{\bar{v}}{3} [(1 - \overline{\cos \vartheta}) \sum_{i=1}^m N_i \sigma_{s,i}]^{-1}. \quad (\text{II. 24})$$

Здесь наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов (в см/с)

$$v_0 = 2,2 \cdot 10^5 \sqrt{(t + 273)/293}; \quad (\text{II. 25})$$

средняя скорость тепловых нейтронов $\bar{v} = 1,128v$; t — температура среды, °C; $\sigma_{a,i}$ — сечение захвата тепловых нейтронов ядрами i -того элемента (в см²), приводимое в таблицах для $v_0 = 2,2 \cdot 10^5$ см/с; $\sigma_{s,i}$ — сечение рассеяния тепловых нейтронов ядрами i -того элемента, см²;

$$N_i = N_A \rho_a n_i / M, \quad (\text{II. 26})$$

где N_i — количество ядер i -того элемента в 1 см³ вещества; N_A — число Авогадро, равное $6,03 \cdot 10^{23}$ молекул в веществе массой 1 грамм-моль; ρ_a — плотность вещества, г/см³; n_i — количество атомов i -того элемента в молекуле вещества; M — молеку-

лярная масса; $\overline{\cos \vartheta}$ — средний косинус угла рассеяния нейтронов в смеси элементов

$$\overline{\cos \vartheta} = \sum_{i=1}^m \sigma_{s,i} N_i \overline{\cos \vartheta_i} / \sum_{i=1}^m \sigma_{s,i} N_i.$$

Наибольшее значение $\overline{\cos \vartheta}$ имеет для ядер водорода ($\overline{\cos \vartheta} = 0,667$), в то время как для углерода $\overline{\cos \vartheta}$ равен 0,056.

Следует иметь в виду, что $\sigma_{s,i}$ зависит от скорости нейтронов. Для многих элементов $\sigma_{s,i}$ пропорциональна $1/v$. Для этих элементов произведение $v\sigma_{s,i}$ и, следовательно, τ практически не зависят от температуры. В отличие от τ величина D горных пород существенно зависит от их температуры. Эту зависимость можно записать в виде

$$D(T) = D(T_0) \frac{\bar{v}_T}{\bar{v}_{T_0}} \frac{\rho_n(T_0)}{\rho_n(T)} \frac{\Sigma_{tr}(T_0)}{\Sigma_{tr}(T)}, \quad (\text{II. 27})$$

где T и T_0 — температуры пласта по шкале Кельвина; T_0 — температура, при которой известны величины $D(T_0)$, $\rho_n(T_0)$ и $\Sigma_{tr}(T_0)$; обычно T_0 соответствует комнатной температуре.

Учитывая, что

$$\bar{v}_T = \bar{v}_{T_0} \sqrt{T/T_0}, \quad (\text{II. 28})$$

из формулы (II.27) получаем

$$D(T) = D(T_0) \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{\rho_n(T_0)}{\rho_n(T)} \frac{\Sigma_{tr}(T_0)}{\Sigma_{tr}(T)}. \quad (\text{II. 29})$$

Для скелета горных пород можно принять $\Sigma_{tr}(T) \approx \text{const}(T)$,

$$D_{ck}(T) = D_{ck}(T_0) \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{\rho_n(T_0)}{\rho_n(T)}. \quad (\text{II. 30})$$

Для жидкостей Σ_{tr} уменьшается с ростом температуры. Например, для воды, температура которой T ,

$$\Sigma_{tr}(T) \approx \text{const} T^{-1/2}. \quad (\text{II. 31})$$

Отсюда

$$D_b(T) = D_b(T_0) \frac{\rho_n(T_0)}{\rho_n(T)} \frac{T}{T_0}. \quad (\text{II. 32})$$

Горные породы следует рассматривать как многокомпонентные среды. Основные компоненты осадочных горных пород — минеральный скелет, вода, растворенные в ней соли, нефть и газ. При расчете нейтронных параметров горных пород следует определить значения нейтронных параметров каждого компонента, а затем среды в целом по формулам:

$$\tau = \left(\sum_{i=1}^m g_i / \tau_i \right)^{-1} \quad \text{или} \quad 1/\tau = \sum_{i=1}^m g_i / \tau_i, \quad (\text{II. 33})$$

$$D = \left(\sum_{i=1}^m g_i / D_i \right)^{-1} \quad \text{или} \quad 1/D = \sum_{i=1}^m g_i / D_i, \quad (\text{II. 34})$$

где для i -того компонента: g_i — относительное объемное содержание, τ_i — значение среднего времени жизни тепловых нейтронов, мкс, D_i — значения коэффициента диффузии нейтронов, $\text{см}^2/\text{с}$.

Если известно не объемное, а весовое содержание компонентов, то

$$\tau = \frac{100}{\rho_n} \left(\sum_{i=1}^m \frac{P_i}{\rho_i \tau_i} \right)^{-1}, \quad (\text{II. 35})$$

$$D = \frac{100}{\rho_n} \left(\sum_{i=1}^m \frac{P_i}{\rho_i D_i} \right)^{-1}, \quad (\text{II. 36})$$

где ρ_i — плотность i -того компонента, $\text{г}/\text{см}^3$; P_i — весовое содержание i -того компонента в горной породе, %.

Скелет породы часто является многокомпонентной средой. Поэтому перед расчетом нейтронных параметров породы следует определять его параметры по формулам (II.33), (II.34), если известен минеральный состав скелета. Если известен не минеральный, а элементный состав скелета, его нейтронные параметры определяются:

$$\tau_{ck} = \left(v N_A \rho_n \sum_{i=1}^m \frac{P_i}{A_i} \sigma_{a, i} \right)^{-1}, \quad (\text{II. 37})$$

$$D_{ck} = \frac{v}{3} \left(N_A \rho_n \sum_{i=1}^m \frac{P_i}{A_i} \sigma_{s, i} \right)^{-1}, \quad (\text{II. 38})$$

где P_i — весовое содержание i -того элемента в породе; A_i — атомная масса i -того элемента.

Среднее время жизни тепловых нейтронов в водных растворах NaCl

$$\tau_B = 7,55 \cdot 10^4 (5,47 C + 369 \rho_p)^{-1}, \quad (\text{II. 39})$$

где C — содержание NaCl, $\text{г}/\text{л}$; ρ_p — плотность раствора, $\text{г}/\text{см}^3$.

Величина D слабо зависит от минерализации жидкости.

Нейтронные диффузионные параметры газовой среды с учетом пластового давления и температуры:

$$\tau_r = \frac{\eta_r R T}{v A p} \left(\sum_{k=1}^m q_k \sum_{i=1}^l \sigma_{a, i} N_i \right)^{-1}; \quad (\text{II. 40})$$

$$D_r = \frac{\bar{v}}{3} \frac{\eta_r R T}{A p} \left[\sum_{k=1}^m q_k \sum_{i=1}^l \sigma_{s, i} (1 - \cos \vartheta_i) N_i \right]^{-1}, \quad (\text{II. 41})$$

где p — пластовое давление; $R=0,00367$ — универсальная газовая постоянная; η_r — коэффициент сжимаемости газа; q_k — объемное содержание k -того компонента газовой смеси; индекс i относится к определенному элементу в молекуле k -того компонента газовой смеси.

Нейтронные параметры нефти с газом в пластовых условиях учитываются по формуле

$$\tau_{n,pl} = \left(\frac{\tau_n}{\tau_h} + \frac{1 - \tau_h}{\tau_r} \right), \quad (II.42)$$

где τ_h вычисляются по формуле (II.23), τ_r — (II.40); η_h — коэффициент усадки нефти. Величина $D_{n,pl}$ близка к ее значению для воды и принимается равной $32 \text{ см}^2/\text{мс}$.

Полный коэффициент ослабления гамма-квантов для многоэлементных сред

$$\mu(E_\gamma) = \sum_j N_j \sigma_{\gamma,j}(E_\gamma), \quad (II.43)$$

где j — индекс элемента; N_j — число его атомов в единице объема; $\sigma_{\gamma,j}(E_\gamma)$ — полное сечение взаимодействия гамма-квантов с энергией E_γ с атомами j -того элемента. Значения $\sigma_{\gamma,j}(E_\gamma)$ для различных элементов приведены в [16, 73].

На рис. 4 показана зависимость μ от пористости песчаника и известняка при разном насыщении пор. Из графиков видно, что с увеличением пористости величина μ значительно уменьшается, следовательно, средний свободный пробег гамма-квантов $\hat{\lambda}_\gamma = \mu^{-1}$ увеличивается. Так, для $E_\gamma = 6,13 \text{ МэВ}$ в плотном песчанике $\hat{\lambda}_\gamma = 14,4 \text{ см}$, а в пористом нефтенасыщенном ($k_n = 0,2$) $\hat{\lambda}_\gamma = 16,5 \text{ см}$.

В многослойной среде поглощение гамма-квантов характеризуется средним коэффициентом ослабления $\overline{\mu(E_0)}$. Величина $\overline{\mu(E_0)}|\vec{r} - \vec{r}_1|$ равна расстоянию от \vec{r}_1 до \vec{r} , измеренному в средних длинах свободного пробега нерассеянных гамма-квантов; в многослойной среде

$$\overline{\mu(E_0)}|\vec{r} - \vec{r}_1| = \sum_{i=1}^k \mu_i(E_0) |\vec{r}^{(i)} - \vec{r}^{(i-1)}| + \mu_k(E_0) |\vec{r} - \vec{r}^{(k)}|, \quad (II.44)$$

где k — число границ раздела между точками \vec{r} и \vec{r}_1 ; $\mu_i(E_0)$ — коэффициент ослабления гамма-излучения с энергией E_0 в веществе i -того слоя; $\vec{r}^{(i)}$ — точка пересечения вектором $\vec{r} - \vec{r}_1$ границы i -того и $i+1$ -го слоев (при $i \neq 0$), $\vec{r}^{(0)} = \vec{r}_1$.

В диапазоне 0,2—8 МэВ достаточно точное описание переноса гамма-квантов основано на использовании фактора накопления $B[\mu(E_0)r, E_0, E]$, который представляет собой величину отношения потока рассеянного гамма-излучения с энергией E

к потоку излучения с начальной энергией E_0 на расстоянии r от источника гамма-квантов. Функция Φ_{γ} распределения потока гамма-квантов около точечного моноэнергетического источника выражается через фактор накопления:

$$\Phi_{\gamma}(\vec{r}, \vec{r}_1, E_0, E) = \frac{Q_{\gamma}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \exp[-\overline{\mu(E_0)} |\vec{r} - \vec{r}_1|] \times \\ \times \{\delta(E - E_0) + B[\overline{\mu(E_0)} |\vec{r} - \vec{r}_1|, E_0, E]\}, \quad (\text{II. 45})$$

где \vec{r}_1 — координаты источника гамма-излучения; Q_{γ} — число гамма-квантов, излучаемых источником в единицу времени;

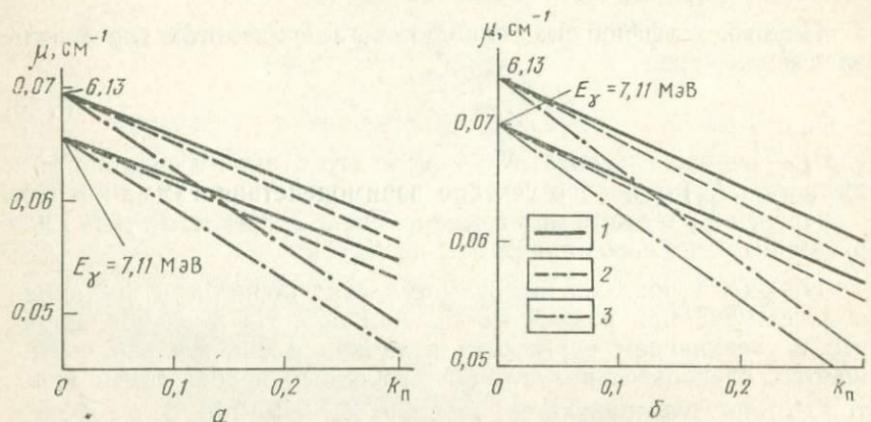


Рис. 4. Зависимость полного линейного коэффициента ослабления гамма-излучения от пористости для песчаника (а) и известняка (б).

Пласти: 1 — водонасыщенный; 2 — нефтенасыщенный; 3 — поры заполнены воздухом

$\overline{\mu(E_0)}$ — средний коэффициент ослабления нерассеянного излучения на интервале между точками \vec{r} и \vec{r}_1 (II.44).

В тех случаях, когда индикатор регистрирует гамма-кванты с энергией выше порога E_1 с одинаковой эффективностью, зависимость измеренного потока гамма-излучения от расстояния r описывается с помощью интегрального фактора накопления:

$$B_1[\overline{\mu(E_0)} r, E_0, E_1] = \int_{E_1}^{E_0} B[\overline{\mu(E_0)} r, E_0, E] dE. \quad (\text{II. 46})$$

Распределение потока гамма-излучения, регистрируемого таким индикатором,

$$\Phi_{\gamma}^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}_1, E_0, E_1) = \frac{Q_{\gamma}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \exp[-\overline{\mu(E_0)} |\vec{r} - \vec{r}_1|] \times \\ \times \{1 + B_1[\overline{\mu(E_0)} |\vec{r} - \vec{r}_1|, E_0, E_1]\}. \quad (\text{II. 47})$$

В диапазоне энергий гамма-квантов 0,2—8 МэВ их перенос в осадочных горных породах и скважине можно рассматривать как перенос в веществе с некоторым средним атомным номером, имеющим в разных частях пространства различную плотность. Таким веществом может быть алюминий ($Z=13$). Фактор накопления для алюминия хорошо аппроксимируется выражением $B[\mu(E_0)r, E_0, E] = a(E_0, E)\mu(E_0)r + b(E_0, E)[\mu(E_0)r]^2$. (II. 48)

На основании расчета фактора накопления в однородной среде, в частности для алюминия, проведенного в работе [72], могут быть определены коэффициенты:

$$a(E_0, E) = X(E_0) + Y(E_0)/E + Z(E_0)/E^2; \quad (\text{II. 49})$$

$$b(E, E_0) = \{U(E_0)(E_0 - E) + V(E_0)(E_0 - E)^2 + \\ + W(E_0)(E_0 - E)^3\} \cdot 10^{-4}. \quad (\text{II. 50})$$

В диапазоне $4 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 8 \text{ МэВ}$, $4 \text{ МэВ} \leq E \leq 8 \text{ МэВ}$, $0 \leq \mu r \leq 15$

$$\begin{aligned} X(E_0) &= 0,6514 - 0,1557E_0 + 0,01035E_0^2, \\ Y(E_0) &= -1,7213 + 0,5105E_0 - 0,04201E_0^2, \\ Z(E_0) &= 3,2864 - 1,0458E_0 + 0,09855E_0^2, \\ U(E_0) &= -143,2E_0^{-1} + 1353,0E_0^{-2} - 1145,0E_0^{-3}, \\ V(E_0) &= -43,65 + 12,21E_0 - 0,8109E_0^2, \\ W(E_0) &= 11,69 - 3,409E_0 + 0,2353E_0^2. \end{aligned} \quad (\text{II. 50a})$$

3. СВЯЗЬ СОСТАВА МИНЕРАЛОВ, ОСАДОЧНЫХ ПОРОД И НАСЫЩАЮЩИХ ИХ ФЛЮИДОВ С ПАРАМЕТРАМИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ

В данном подразделе приведены краткие сведения, характеризующие связь основных свойств горных пород и насыщающих флюидов с параметрами переноса нейтронов. Более детально этот вопрос изучен в работе [33].

Длина замедления быстрых нейтронов L_3 . Расчетная зависимость L_3 от объемной концентрации жидкости, содержащей водород (нефти или воды), приведена на рис. 5*. Видно, что L_3 для нейтронов с начальной энергией 14 МэВ меняется от 30 до 12 см; наиболее существенные изменения наблюдаются в диапазоне водородосодержания, эквивалентного $k_{\text{п}}$ от 0 до 0,15. При пористости $k_{\text{п}} > 0,07 \div 0,1$ зависимость L_3 от состава скелета пласта можно пренебречь.

Расчеты показывают, что длина замедления нейтронов до тепловой энергии L_{3t} мало отличается от длины замедления надтепловых нейтронов L_3 и, следовательно, средним пробегом ней-

* На рис. 5 и других начальная энергия нейтронов равна 14 МэВ, если не оговорено особо.

тронов в процессе термализации можно пренебречь. Например, разность $L_{\text{зт}}^2 - L_z^2$ для воды приблизительно 1 см^2 ($L_z^2 \approx 150 \text{ см}^2$), для графита — 40 см^2 ($L_z^2 \approx 400 \text{ см}^2$). Эти оценки приводят к выводу, что в качестве характеристики пространственного распределения нейтронов для момента времени, когда закончилось замедление до тепловых энергий, может быть принята величина L_z .

Время замедления быстрых нейтронов τ_z . Это время зависит от химического состава пласта (прежде всего — от содержания

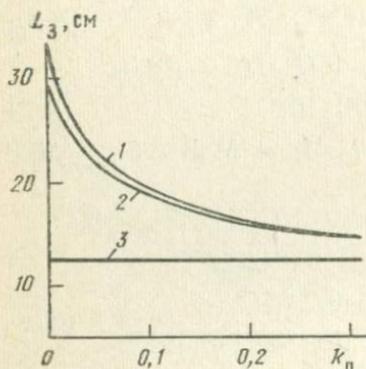


Рис. 5. Зависимость длины замедления нейтронов от пористости горных пород.

1 — песчаник; 2 — известняк; 3 — вода

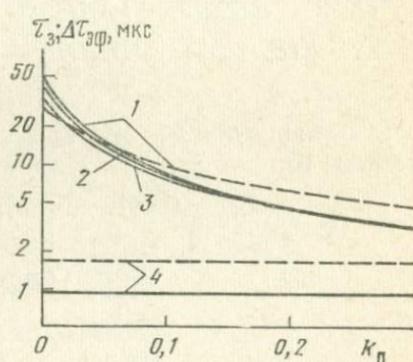


Рис. 6. Зависимость среднего времени замедления нейтронов (сплошные кривые) и эффективного разброса времен замедления (пунктир) до энергии 1 эВ от пористости горных пород.

1 — песчаник; 2 — известняк; 3 — доломит; 4 — вода

жания водорода) и практически не зависит от начальной энергии нейтронов. Зависимость величины τ_z и эффективного разброса времен замедления $\Delta t_{\text{эфф}}$ от пористости породы, насыщенной нефтью или водой, приведена на рис. 6, где видно, что диапазон изменения τ_z — от 50 до 3 мкс.

Приведенные выше оценки времени термализации показывают, что $\tau_t > \tau_z$, поэтому время замедления нейтронов от начальной энергии до тепловой $\tau_t + \tau_z$ в значительной мере определяется процессами термализации. Так как τ_t существенно зависит от концентрации водорода, а свойства скелета породы влияют на него слабо, сумма $\tau_t + \tau_z$ связана в основном с пористостью горных пород и уменьшается с ростом k_p .

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов D . Коэффициент D минералов изменяется в пределах $(0,35 \div 3,5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ в зависимости от количества содержащейся в минералах кристаллизационной и пленочной воды (табл. 5). Для минераль-

Таблица 5

Нейтронные диффузионные параметры минералов и горных пород

Минералы и горные породы	$\tau, \text{ мс}$	$D \cdot 10^{-5}, \text{ см}^2/\text{с}$	Минералы и горные породы	$\tau, \text{ мс}$	$D \cdot 10^{-5}, \text{ см}^2/\text{с}$
Глинозем	0,44	2,1	Ангидрит	0,36	2,7
Галлуазит	0,3	0,6	Гематит	0,05	1,1
Каолин	0,36	0,8	Бурый железняк	0,04	0,41
Монтмориллонит	0,5	1,0	Магнетит	0,04	1,1
Бейделлит	0,39	0,40	Родохрозит	0,02	1,8
Глина известковистая	0,4	2,5	Вытерит	0,29	2,2
Кварц	1,1	2,7	Сидерозит	0,16	1,6
Ортоклаз	0,3	2,7	Пирротин	0,05	2,0
Альбит	0,63	2,8	Оlivин (форстерит)	0,11	2,0
Анортит	0,66	3,0	Оlivин (фаялит)	0,09	2,0
Морденит	0,45	0,7	Несквигоний	0,21	0,38
Алюминит	0,14	0,41	Сидерит	0,09	1,2
Нефелин	0,5	2,8	Анатаз	0,03	1,3
Натролит	0,37	0,90	Каменная соль	0,006	1,7
Кальцит	0,63	2,2	Вода	0,20	0,36
Доломит	0,96	1,9	Нафтеновые углеводороды	0,19	0,34
Гипс	0,25	0,6			

ного скелета наиболее распространенных на нефтяных месторождениях горных пород диапазон изменения D составляет $(0,8 \div 3) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$.

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов в пористых пластиах согласно формуле (II.34) имеет вид

$$\frac{1}{D_{\text{пл}}} = \frac{k_{\text{n}}}{D_{\text{фл}}} - \frac{1 - k_{\text{n}}}{D_{\text{ск}}}, \quad (\text{II.51})$$

где коэффициенты диффузии: $D_{\text{фл}}$ — в насыщающем пласт флюиде (для воды при $20^\circ\text{C} - 35 \text{ см}^2/\text{мс}$), $D_{\text{ск}}$ — в скелете породы.

Построенные на рис. 7 по формуле (II.51) графики показывают зависимость коэффициента диффузии тепловых нейтронов в различных горных породах от объемного содержания в них нефти или воды. Рисунок 8 иллюстрирует изменение величины D от температуры пласта. На рис. 9 приведены для сравнения зависимости D , L_3 , τ_3 от величины k_{n}^* . Из приведенных данных следует, что величина D тесно связана с водородосодержанием среды, т. е. с их газо-, нефте- и водонасыщенностью, если пористость не очень мала. Значения D нефти и воды близки, причем с изменением температуры они изменяются примерно одинаково. Так, измеренные значения D в нефти и пресной воде составляли

* Во всех случаях, кроме оговоренных особо, принимается, что поры породы заполнены жидкостью, она не содержится в скелете породы и величина k_{n} соответствует объемной водонасыщенности.

соответственно, $34 \pm 0,5$ и $35,2 \pm 0,7$ см²/мс при 20°C и 43 и 46 см²/мс — при 100°C (В. В. Миллер).

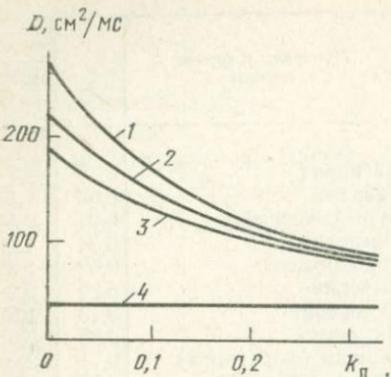


Рис. 7. Зависимость коэффициента диффузии тепловых нейтронов в горных породах от их пористости при 20°C.

1 — песчаник; 2 — известняк; 3 — доломит; 4 — вода

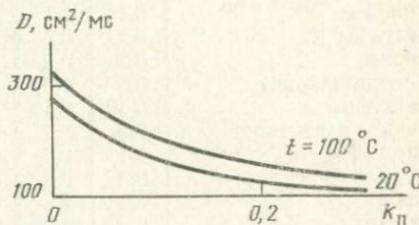


Рис. 8. Зависимость коэффициента диффузии тепловых нейтронов от пористости песчаника при различной температуре пласта

По параметрам D , L_3 и τ_3 пласти водоносные и нефтеносные не отличаются друг от друга.

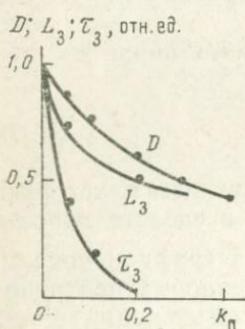


Рис. 9. Относительные изменения длины и времени замедления нейтронов и коэффициента диффузии тепловых нейтронов от пористости песчаного пласта

Среднее время жизни тепловых нейтронов τ . В минералах, входящих в состав горных пород, как показано в [11, 43], τ изменяется в широких пределах (см. табл. 5). Наименьшими значениями τ характеризуются минералы, содержащие элементы с большим сечением захвата тепловых нейтронов (редкоземельные элементы, кадмий, бор, ртуть, хлор, марганец, титан, железо и др.), а наибольшими — графит, кварц и другие минералы. Диапазон изменения значений τ в минеральном каркасе песчаных и карбонатных коллекторов лежит в пределах 400—800 мкс. Величина τ коллектора существенно снижается в зависимости от объемной концентрации хлора, которая определяется пористостью пласта, коэффициентом нефтенасыщенности и минерализацией пластовой воды (табл. 6).

Из выражения (II.33) следует, что в пористых пластах

$$\frac{1}{\tau_{\text{пл}}} = \frac{k_p}{\tau_{\text{фл}}} + \frac{1 - k_p}{\tau_{\text{ск}}}, \quad (\text{II. 52})$$

где $\tau_{\text{фл}}$ и $\tau_{\text{ск}}$ — среднее время жизни тепловых нейтронов соответственно для флюида и скелета породы [11, 58].

Для нефтеносной породы, содержащей связанный воду,

$$\frac{1}{\tau_{\text{пл}}} = \frac{1 - k_{\text{n}}}{\tau_{\text{ск}}} + \frac{k_{\text{n}}(1 - k_{\text{n}})}{\tau_{\text{в}}} + \frac{k_{\text{n}}k_{\text{h}}}{\tau_{\text{н}}}, \quad (\text{II. 53})$$

где k_{n} — коэффициент нефтенасыщенности; $\tau_{\text{в}}$ и $\tau_{\text{н}}$ — параметры т соотвественно для воды с учетом минерализации ее и нефти.

Таблица 6

Величина τ в коллекторах различной нефтенасыщенности,
скелет которых представлен кварцем
(минерализация пластовой воды 200 г/л NaCl)

k_{h}	τ (в мс) при k_{n}			
	0,4	0,3	0,2	0,1
1	0,37	0,44	0,55	0,73
0,8	0,25	0,30	0,40	0,58
0,7	0,21	0,26	0,363	0,53
0,6	0,18	0,23	0,31	0,407
0,2	0,12	0,16	0,22	0,376
0,1	0,11	0,14	0,20	0,35
0	0,10	0,14	0,19	0,32

На рис. 10 приведен график, построенный по формуле (II.53). По формуле (II.39) построен график на рис. 11, позволяющий оценить $\tau_{\text{в}}$ для раствора по его минерализации. На рис. 12 и 13 приведены примеры распределения среднего времени жизни тепловых нейтронов в нефтеносных и водоносных пластиах, отличающихся по литологии для различной концентрации NaCl в пластовых водах.

Значение τ нефти и пресной воды близки и равны примерно 210 мкс, поэтому при низкой минерализации пластовой воды отличить такие пластиы друг от друга трудно и даже невозможно. Кроме солей Cl существенное влияние на величину τ оказывает присутствие таких сильных поглотителей, как Hg, B, Cd, редкие земли и т. п.

Рисунок 14 иллюстрирует зависимость τ от концентрации ртути C для нескольких типов вмещающих пород [45]. Увеличение C от 0,01 до 3—5% вызывает заметное уменьшение величины τ , причем влияние ртути для прочих равных условий тем заметнее, чем больше τ вмещающей породы. При концентрациях менее 0,01% в кварцитах, 0,02% в известняках и 0,05% в лиственитах, аргиллитах и серпентинитах τ слабо зависит от изменения C .

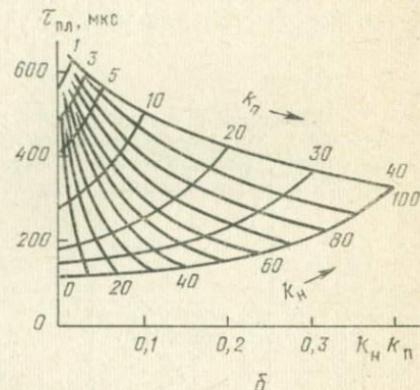
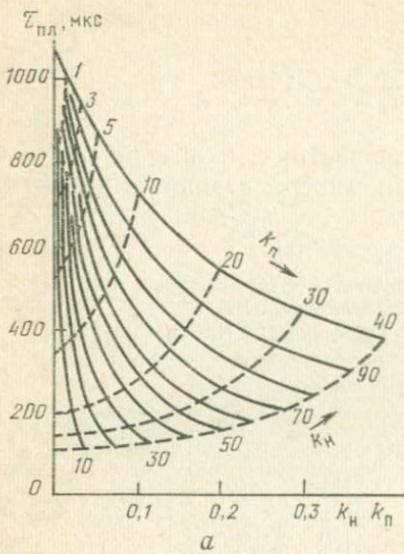


Рис. 10. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от объемного содержания нефти.

a — кварцевый песчаник; *б* — известняк; минерализация воды 250 г/л NaCl

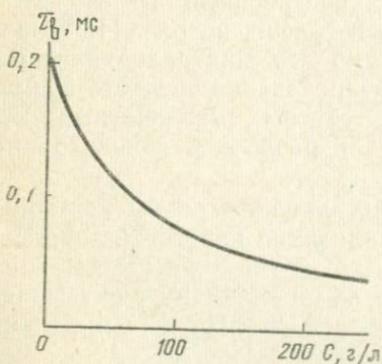


Рис. 11. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов в пластовой воде от содержания NaCl

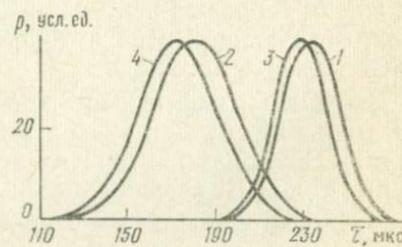


Рис. 12. Кривые вероятностного распределения среднего времени жизни тепловых нейтронов в личнотологически различных пластах. Пласти: 1 и 3 — нефтеносные; 2 и 4 — водоносные. Горизонты: 1 и 4 — XIV; 2 и 3 — XII. Месторождение Узень

Обсуждая возможности определения свойств и элементного состава горных пород и флюидов по величинам физических параметров, характеризующих поле нейтронов и гамма-квантов, можно сделать ряд выводов. Во многих случаях наблюдается четкая связь между этими параметрами и пористостью, нефте- или водонасыщенностью, литологической характеристикой горных по-

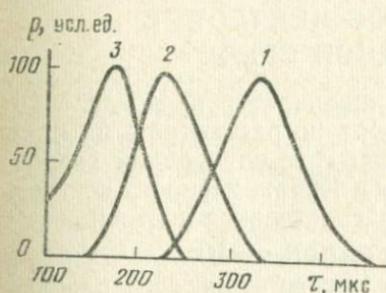


Рис. 13. Кривые вероятностного распределения среднего времени жизни тепловых нейтронов в пластах с различным насыщением.

Пласти: 1 — нефтеносные; 2 и 3 — водоносные (минерализация: 2 — 50 г/л, 3 — 250 г/л NaCl). Анастасьевско-Троицкое месторождение, IV горизонт

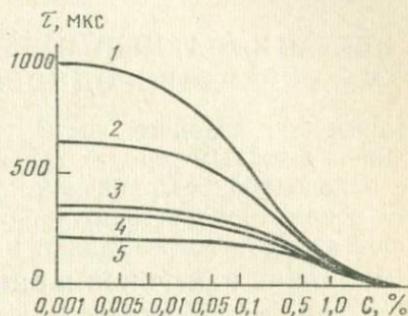


Рис. 14. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от концентрации ртути в рудах.

1 — кварциты; 2 — известняки; 3 — аргиллиты; 4 — листвениты; 5 — серпентиниты

род. Поэтому по результатам измерения τ , D , L_3 , μ , а также по измеренным энергетическим спектрам гамма-излучения радиационного захвата можно выявлять и детально исследовать пласти, содержащие нефть, руды различных металлов и другие полезные ископаемые.

Достоверность решения многих задач существенно повышается при комплексном использовании нескольких нейтронных параметров, величины которых определяются импульсными нейтронными методами, а также при использовании результатов обобщения связи нейтронных параметров с геолого-геофизическими параметрами изучаемых пластов по месторождению или целому региону.

III. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Важнейшие закономерности нестационарного распределения нейтронов в горных породах целесообразно рассмотреть на примере однородной безграничной среды. Под однородной средой будем понимать такую среду, границы и неравномерность состава которой практически не влияют на распределение нейтронов.

4. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Для описания пространственного и энергетического распределения замедляющихся нейтронов с энергией E на расстоянии r от точечного источника нейтронов в момент t рассматриваются следующие характеристики нейтронного поля: $N(r, E, t)$ — плотность нейтронов; $\Phi(r, E, t)$ поток нейтронов; $F_s(r, E, t)$ — число столкновений нейтронов в $1 \text{ см}^3/\text{с}$; $g(r, E, t)$ — плотность замедления, число нейтронов, пересекающих энергетический уровень E в $1 \text{ см}^3/\text{с}$. Соотношения между этими величинами

$$\Phi(r, E, t) = N(r, E, t) v; \quad (\text{III. 1})$$

$$F_s(r, E, t) = \Phi(r, E, t) \sum_s(E) = N(r, E, t) v \sum_s(E); \quad (\text{III. 2})$$

$$q(r, E, t) = F_s(r, E, t) \bar{\zeta} = \Phi(r, E, t) \sum_s(E) \bar{\zeta} = \\ = N(r, E, t) v \sum_s(E) \bar{\zeta}, \quad (\text{III. 3})$$

где $\sum_s(E)$ — макроскопическое сечение рассеяния; $\bar{\zeta}$ — средняя логарифмическая потеря энергии нейтроном при одном соударении.

Рассмотрим пространственное и временное распределение нейтронов, излученных импульсным источником, в последовательности: быстрые нейтроны с начальной энергией, нейтроны с промежуточной, надтепловой и тепловой энергией.

Первые столкновения быстрых нейтронов с начальной энергией E_0 распределены в пространстве по закону

$$F_0(r) = -\frac{Q}{4\pi r^2 \lambda_0} e^{-r/\lambda_0}, \quad (\text{III. 4})$$

где Q — число нейтронов, излучаемых источником в единицу времени; $\lambda_0 = \lambda_0(E_0)$ — средняя длина пробега нейтронов с начальной энергией.

В результате упругих и неупругих столкновений быстрых нейтронов с ядрами атомов происходит их замедление. Небольшая часть нейтронов поглощается в реакциях, которые характеризуются энергетическим порогом 1—10 МэВ и сопровождаются вылетом заряженных частиц. Пока энергия нейтронов больше $1 \div 3$ МэВ, основным процессом, определяющим их замедление, является неупругое рассеяние. Величина временного интервала, в котором происходят пороговые реакции неупругого рассеяния и поглощения нейтронов, иллюстрируется рис. 15 [52]. На этом рисунке приведены временные распределения плотности неупругих соударений быстрых нейтронов с начальной энергией 14 МэВ с ядрами кислорода и кремния в песчанике SiO_2 . Порог реакции для ядер кремния 1,8 МэВ, кислорода 6,1 МэВ. Из графиков видно, что плотность неупругих соударений нейтронов с ядрами кислорода убывает в 3 раза приблизительно за 8 нс, а с ядрами кремния — за 16 нс. Если через 15 нс вероятность этих реакций отличается в 2—3 раза, то через 30 нс — в 10 раз. Таким образом, через 10 нс после вылета нейтронов из источника неупругое рассеяние и пороговые ядерные реакции прекращаются. Замедление продолжается исключительно за счет упругих столкновений. Стационарное энергетическое распределение нейтронов, замедлившихся без поглощения в бесконечной среде, описывается функцией

$$\Phi(E) dE \sim [\xi \sum_s(E)]^{-1} dE/E. \quad (\text{III. } 5)$$

Из формулы (III.5) следует, что поток нейтронов, приходящийся на единичный интервал энергии, обратно пропорционален энергии.

Пространственное распределение плотности замедления для надтепловых нейтронов в средах с низким водородосодержанием хорошо описывается возрастным уравнением, решение которого для точечного монозергетического источника в однородной безграничной среде

$$q_\Theta(r, E_{\text{нт}}) = \frac{Q}{(4\pi L_3^2)^{3/2}} e^{-r^2/4L_3^2}. \quad (\text{III. } 6)$$

Нестационарное временное распределение замедлившихся нейтронов в случае импульсного точечного монозергетического источника

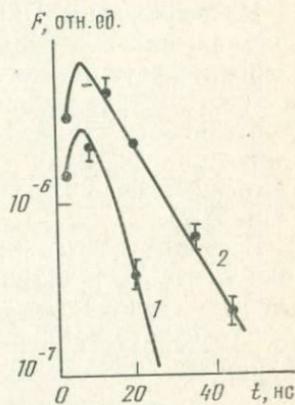


Рис. 15. Распределение плотности неупругих соударений нейтронов во времени в сухом песчанике.

Ядра: 1 — кислорода; 2 — кремния. Расстояние от источника 24—32 см. Здесь и далее около экспериментальных точек отрезками показаны средние квадратичные погрешности измерения

$$S = Q \delta(\vec{r}) \delta(t) \delta(E_0), \quad (\text{III. 7})$$

в возрастном приближении описывается функцией.

$$q_\theta(r, t) = q_\theta(r) \delta(t - \tau_3), \quad (\text{III. 8})$$

где τ_3 — среднее время замедления, которое определяется формулой (II.20).

Из выражений (III.8) и (II.20) следует, что в возрастном приближении предполагается сохранение при замедлении моноэнергетичности одновременно излученных нейтронов и однозначное соответствие текущей энергии и времени замедления. В действительности это не так [см. формулу (II.22) и рис. 6], но приближенная формула (III.8) может быть использована для качественных оценок и для сред с малым содержанием водорода ($k_{\text{п}} = 0,02$).

В средах с высоким содержанием водорода, в том числе в воде и нефти, пространственное распределение замедлившихся нейтронов удовлетворительно описывается методом групп [5]. Для точечного источника моноэнергетических нейтронов в одногрупповом приближении

$$q_1(r, E_{\text{нт}}) = \frac{Q}{4\pi L_3^2 r} e^{-r/L_3}. \quad (\text{III. 9})$$

В пористых влагонасыщенных горных породах при $0,15 \leq k_{\text{п}} \leq 0,3$ более точные результаты дает двухгрупповое приближение. Если предположить, что длина замедления нейтронов в обеих группах одинакова, то

$$q_2(r, E_{\text{нт}}) = \frac{Q \sqrt{2}}{4\pi L_3^2} e^{-r\sqrt{2}/L_3}. \quad (\text{III. 10})$$

Синтетическая модель замедления [48] объединяет возрастное и одногрупповое приближения. Параметрами, которые определяют пространственное распределение замедлившихся нейтронов, являются их возраст θ и «коэффициент смеси» $p_{\text{п}}$, подбираемый из условия наилучшего согласия с результатами эксперимента. В [48] показано, что в диапазоне изменения $k_{\text{п}}$ от нескольких процентов до 100% и для $r \leq 100$ см результаты расчетов по синтетической модели хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Пространственное распределение плотности надтепловых нейтронов в однородном пласте около точечного источника приближенно описывается одной из формул, которые получаются из возрастного и двухгруппового приближений:

$$N_0(r, E_{\text{нт}}) = Q \frac{1}{2(4\pi)^{3/2}} \tau_3 \frac{1}{L_3^3} e^{-r^2/4L_3^2}; \quad (\text{III. 11})$$

$$N_0(r, E_{\text{нт}}) = Q \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \tau_3 \frac{1}{L_3^3} e^{-\sqrt{2}r/L_3}. \quad (\text{III. 12})$$

Каждая из этих формул пригодна для своего интервала водородосодержания. Они могут быть представлены в обобщенном виде:

$$N_0(r, E_{\text{нт}}) = Q c \tau_3 \frac{1}{L_3^3} f\left(\frac{r}{L_3}\right), \quad (\text{III. 13})$$

где c зависит только от водородосодержания пласта и изменяется от 0,02 при $k_n=0$ до 0,06 при $k_n=0,3$; $f(r/L_3)$ — убывающая функция отношения r/L_3 , равная единице при $r=0$.

В формуле (III.13) заключены все важнейшие закономерности, связывающие пространственное распределение надтепловых нейтронов в однородном безграничном пласте с его свойствами. Так как параметры c , τ_3 и L_3 осадочных горных пород при $k_n > 0,1$ зависят главным образом от их водородосодержания (для коллекторов нефти и воды — от пористости) и сравнительно мало от состава скелета (см. рис. 5 и 6), то и N_0 , r , $E_{\text{нт}}$ также зависит в основном от содержания водорода в пласте.

Величина L_3 уменьшается с увеличением концентрации водорода в среде (или увеличением k_n в случае заполнения пор жидкостью, см. рис. 5) и, следовательно, в любой горной породе с ростом содержания в ней водорода при прочих неизмененных условиях поле замедлившихся нейтронов стягивается к источнику. На рис. 16 (по данным В. Г. Цейтлина) приведены рассчитанные в шестигрупповом приближении графики пространственных распределений плотности надтепловых нейтронов $N_0(r)$ в песчанике различной пористости около источника нейтронов с энергией 14,1 МэВ.

Рассмотрим характер изменения плотности тепловых нейтронов при различных r от изменения замедляющих характеристик среды. Для нейтронов с начальной энергией 14,1 МэВ величина $c\tau_3/L_3^3$ с ростом k_n песчаника от 0 до 0,3 увеличивается приблизительно в 3 раза. При $r \ll L_3$ функция $f(r/L_3)$ слабо зависит от водородосодержания пласта. Поэтому при $r \ll L_3$ ход зависимости $N_0(k_n)$ (см. формулу III.13) определяется произведением $c\tau_3/L_3$ и величина $N_0(k_n)$ растет с увеличением k_n . При $r \gg L_3$ функция $f(r/L_3)$ сильно зависит от L_3 и быстро убывает с ростом k_n , причем тем быстрее, чем больше r . На таких расстояниях от источника поведение $N_0(k_n)$ определяется функцией $f(r/L_3)$. На промежуточных расстояниях от источника зависимость $N_0(k_n)$ неоднозначна. Из результатов расчета зависимости $N_0(k_n)$, представленной на рис. 17, следует, что зона неоднозначной связи между плотностью нейтронов N_0 и пористостью k_n соответствует $5 \text{ см} \leq r \leq 15 \text{ см}$. Поэтому для определения влагонасыщенности однородного безграничного пласта по показаниям детектора надтепловых нейтронов (в стационарном нейтронном потоке) необходимо размещать детектор вне этой зоны.

Временное распределение замедлившихся нейтронов является чувствительным показателем водородосодержания горных пород и сравнительно слабо зависит от состава и плотности их скелета.

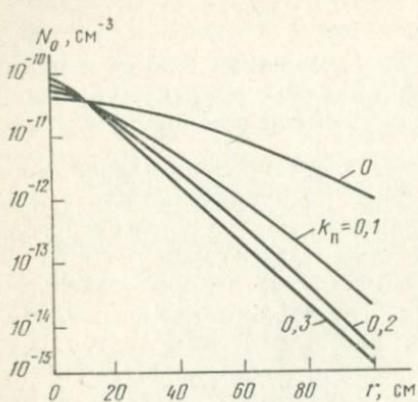


Рис. 16. Зависимость между суммарной плотностью нейтронов с энергией $E \geq 1$ эВ в песчанике и расстоянием от источника единичной мощности

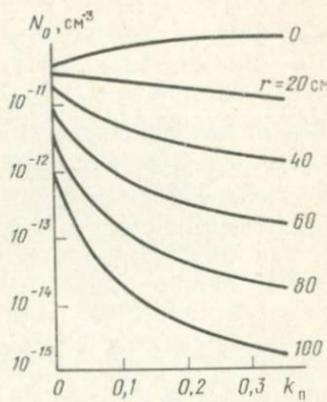


Рис. 17. Зависимость между суммарной плотностью нейтронов с энергией $E \geq 1$ эВ в песчанике и пористостью песчаника на различном расстоянии от источника единичной мощности

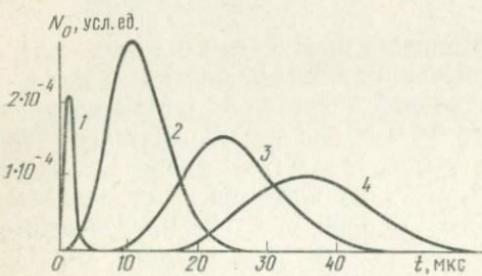


Рис. 18. Расчетные временные распределения надтепловых нейтронов в средах с различной пористостью и в воде

1 — вода; 2 — водонасыщенный песчаник, $k_n = 0,2$; 3 — песок, $k_n = 0,1$; 4 — песок, $k_n = 0$

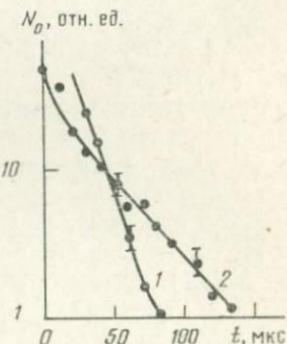


Рис. 19. Экспериментально полученные временные распределения плотности надтепловых нейтронов в песчанике с различной пористостью.

k_n : 1 — 0,36; 2 — 0,03. Скважина сухая, $d_c = 20$ см

та. На рис. 18 показаны расчетные [23], а на рис. 19 измеренные в моделях пластов временные распределения плотности надтепловых нейтронов (измерения А. Б. Спасского). Видно, что

различия в плотности надтепловых нейтронов в средах, отличающихся по величине $k_{\text{п}}$, растут со временем t . Соответственно, с ростом t увеличивается чувствительность определения пористости однородной или пересеченной необсаженной скважиной среды по измерениям нестационарного поля надтепловых нейтронов. Практически чувствительность ограничивается только величиной статистической погрешности измерений.

5. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФФУЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Нестационарное уравнение диффузии, описывающее пространственно-временное распределение плотности тепловых нейтронов в однородной среде,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n + S - n/\tau, \quad (\text{III. 14})$$

где $n(r, t)$ — плотность тепловых нейтронов на расстоянии от источника r через время t после завершения процесса замедления быстрых нейтронов; Δ — оператор Лапласа; $S(r, t)$ — функция распределения источников тепловых нейтронов.

Как было показано выше, в горных породах-коллекторах среднее время замедления и разброс времен замедления отдельных нейтронов около 10 мкс, а время жизни тепловых нейтронов 10^2 — 10^3 мкс. Так как разброс времен замедления нейтронов пренебрежимо мал по сравнению со временем, характеризующим их диффузию, можно принять, что все нейтроны замедляются одновременно. Тогда функция распределения источников отлична от нуля в течение малого промежутка времени и соответствует пространственному распределению плотности замедления надтепловых нейтронов. За начало отсчета времени можно принять момент излучения нейтронов источником.

Функция распределения источников запишется в виде

$$S(r, t) = q(r, E_{\text{нт}}) \delta(t). \quad (\text{III. 15})$$

Для однородной безграничной среды решение уравнения (III.14) с источником (III.15) будет

$$n(r, t) = \frac{e^{-t/\tau}}{(4\pi Dt)^{3/2}} \int_V e^{-(\vec{r}-\vec{r}_1)^2/4Dt} q(r_1, E_{\text{нт}}) d\vec{r}_1. \quad (\text{III. 16})$$

Из формулы (III.16) видны особенности нестационарного распределения тепловых нейтронов как источника информации о свойствах среды. Среднее время жизни тепловых нейтронов τ входит только в показатель экспоненты перед интегралом. При $t=0$ величина $n(r, t)$ не зависит от τ , а при $t \neq 0$ имеется экспоненциальная зависимость от τ^{-1} . Изменения τ приводят к тем большим изменениям плотности тепловых нейтронов, чем больше t . Согласно выражению (III.16), отношение плотности теп-

ловых нейтронов в двух средах, различающихся только по τ ($\tau_1 > \tau_2$),

$$\frac{n_1(r, t)}{n_2(r, t)} = e^{t(1/\tau_2 - 1/\tau_1)}, \quad (\text{III. 17})$$

и с ростом t оно неограниченно увеличивается. Это обстоятельство принципиально отличает нестационарное поле тепловых нейтронов от стационарного, при измерениях которого величина $n_1(r)/n_2(r)$ в таких средах не больше τ_1/τ_2 . Из формулы (III.16) также видно, что перераспределение нейтронов в однородной среде не зависит от τ . Поэтому возможно экспериментальное определение D без предварительного определения τ . При малых временах t (таких, что $2\sqrt{Dt} \ll L_3$) из (III.16) получаем

$$n(r, t)|_{2\sqrt{Dt} \ll L_3} \approx e^{-t/\tau} [q(r, E_{\text{нт}}) + Dt \Delta q(r, E_{\text{нт}})]. \quad (\text{III. 18})$$

После подстановки в (III.18) выражений (III.6) и (III.10) получим соответственно для сред с низким и высоким водородосодержанием:

$$n(r, t) \approx e^{-t/\tau} q_\Theta(r, E_{\text{нт}}) \left[1 + \frac{Dt}{L_{\text{3}}} \left(\frac{r^2}{4L_{\text{3}}^2} - \frac{3}{2} \right) \right]; \quad (\text{III. 19})$$

$$n(r, t)|_{2\sqrt{Dt} \ll L_3} \approx e^{-t/\tau} q_2(r, E_{\text{нт}}) \left[1 + 2 \frac{Dt}{L_{\text{3}}^2} \left(1 - \frac{\sqrt{2}L_3}{r} \right) \right]. \quad (\text{III. 20})$$

В предельном случае $Dt/L_3 \rightarrow 0$ получаем начальное распределение тепловых нейтронов

$$n(r, t)|_{Dt/L_3 \rightarrow 0} \rightarrow e^{-t/\tau} q(r, E_{\text{нт}}). \quad (\text{III. 21})$$

Распределения (III.19) и (III.20) более пологие по сравнению с предельным распределением (III.21) за счет функций, заключенных в квадратные скобки, и тем больше, чем больше отношение Dt/L_3^2 . Когда с ростом t условие $2\sqrt{Dt} \ll L_3$ перестает выполняться (t больше сотен микросекунд), пользоваться формулами (III.18) — (III.20) нельзя.

Рассмотрим функции распределения плотности тепловых нейтронов для больших t . Для пластов с низким водородосодержанием после подстановки в (III.16) функции (III.6), для любых t

$$n(r, t) = n^{(0)}(r, t) = \frac{Q}{(4\pi M_n^2)^{1/2}} e^{-t/\tau - r^2/4M_n^2}, \quad (\text{III. 22})$$

где M_n — длина миграции нейтронов,

$$M_n^2 = L_3^2 + Dt. \quad (\text{III. 23})$$

В результате подстановки (III.10) в (III.16) получаем формулу, которая описывает функцию $n(r, t)$ при $\sqrt{Dt} > L_3$ с большой погрешностью, что связано с неточностью выражения

(III.10) при $r < L_3$. С ростом t расчетное распределение $n(r, t)$ искажается на все больших r .

Для получения функции, хорошо описывающей распределение $n(r, t)$ в пластах с высоким водородосодержанием при $0 \leq r < 80$ см, необходимо подставлять в (III.16) выражения, удовлетворительно описывающие $q(r, E_{\text{нт}})$ в этих средах. Например, в интервале $0 \leq r < 100$ см можно использовать эмпирическую синтетическую формулу [48] или результаты многогруппового расчета с числом групп не менее 4—5. В приложении показано, что независимо от выбора выражения $q(r, E_{\text{нт}})$ результат его подстановки в (III.16) с ростом t асимптотически стремится к (III.22), причем

$$n(r, t) \approx n^{(0)}(r, t) \left[1 + \frac{\gamma_0}{M_n^4} H\left(\frac{r}{M_n}\right) \right], \quad (\text{III. 24})$$

где $n^{(0)}(r, t)$ описывается выражением (III.22); γ_0 — определяется выбором модели замедления и не зависит ни от r , ни от t ;

$$H\left(\frac{r}{M_n}\right) = 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{r}{M_n}\right)^2 + \frac{1}{60} \left(\frac{r}{M_n}\right)^4. \quad (\text{III. 25})$$

Функция $n(r, t)$ отличается от $n^{(0)}(r, t)$ вторым слагаемым в квадратных скобках формулы (III.24). Это слагаемое с ростом t убывает как M_n^{-4} , как показано в приложении, и при $k_{\text{n}} \leq 0,3$, $r \leq 80$ см и $t \geq 1$ мс по абсолютной величине становится меньше 0,25. Отсюда следует, что и в пластах с высоким водородосодержанием ($0,2 \leq k_{\text{n}} \leq 0,3$) нестационарное распределение тепловых нейтронов можно приближенно описывать формулой (III.22). В этой формуле каждый из трех множителей имеет определенный физический смысл. Множитель $e^{-r^2/4M_n^2}$ описывает интенсивность притока тепловых нейтронов из зоны около источника в элемент среды с координатой r , множитель $(4\pi M_n^2)^{-3/2}$ учитывает уменьшение числа нейтронов в том же элементе за счет их растекания, а $e^{-t/\tau}$ учитывает уменьшение числа нейтронов вследствие их захвата. Влияние каждого множителя на распределение $n(t)$ зависит от значений r, t, D и τ . Влияние множителей $(4\pi M_n^2)^{-3/2}$ и $e^{-r^2/4M_n^2}$, уменьшаются с ростом t , влияние множителя $e^{-t/\tau}$ растет с ростом t .

При $r \leq r_0$, где

$$r_0 = \frac{3}{2} \sqrt{D\tau \left[\left(1 + \frac{4}{3} \frac{L^2_3}{D\tau} \right)^2 - 1 \right]}, \quad (\text{III. 26})$$

зависимость $n(t)$ монотонно убывающая. При $r > r_0$ и $t < t_m$, где

$$t_m = \frac{3\tau}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{4}{9} \frac{r^2}{D\tau}} - 1 \right) - \frac{L^2_3}{D}, \quad (\text{III. 27})$$

$n(t)$ растет. Этот рост обусловлен множителем $e^{-r^2/4M_n^2}$. При $t = t_m$ распределение $n(t)$ достигает максимального значения

и с увеличением t начинает уменьшаться. При этом на участке $t > t_m$, как и при $r < r_0$, с ростом t

$$\frac{d}{dt} [\ln n(r, t)] \Big|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow -\frac{1}{\tau}, \quad (\text{III. 28})$$

т. е. ход функции $n(t)$ становится подобным ходу экспоненты с параметром $1/\tau$.

Сравним временные и пространственные распределения тепловых нейтронов в двух однородных пластах одинаковой пористости, один из которых насыщен нефтью, а второй — минерализованной водой. Тогда $D_1 = D_2$; $L_{31} = L_{32}$; $\tau_1 > \tau_2$. Из выражения (III.16) и (III.22) следует, что отношение плотности тепловых нейтронов $n_1(t)/n_2(t)$ в указанных пластах для фиксированных r является экспоненциальной функцией времени (III.17), зависящей только от τ_1 и τ_2 . Принципиально важно, что величина этого отношения растет с увеличением t , как видно из рис. 20, и может стать сколь угодно большой. Графики $n(t)$, приведенные на этом рисунке, рассчитаны для $r = 15$ см и однородной песчаной среды с $k_p = 0,2$, насыщенной нефтью ($\tau_1 = 630$ мкс) и водой, содержащей 200 г/л NaCl ($\tau_2 = 250$ мкс). Плотность тепловых нейтронов в таких средах при $t = 1$ мс различается в 10 раз, и с ростом t различие продолжает увеличиваться. Отметим, что в стационарном поле отношение n_1/n_2 не превышает величины $\tau_1/\tau_2 = 2,5$. На рис. 21 представлена теоретическая зависимость плотности тепловых нейтронов от τ при $r = 35$ см и различных временах задержки t . Из рис. 21 видно, что относительные изменения показаний импульсного метода при меньших τ выше, чем при больших τ , и увеличиваются с ростом t .

В двух средах с разными τ , D и L_3 , например, в газонасыщенных или в нефеводонасыщенных неоднородных по пористости пластах, отношение $n_1(t)/n_2(t)$ зависит от величин всех параметров:

$$\frac{n_1(t)}{n_2(t)} = \frac{(L_{32}^2 + D_2 t)^{3/2}}{(L_{31}^2 + D_1 t)^{3/2}} \exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) - \frac{r^2}{4} \left(\frac{1}{L_{31}^2 + D_1 t} - \frac{1}{L_{32}^2 + D_2 t} \right) \right]. \quad (\text{III. 29})$$

На рис. 22 и 23 показаны графики зависимости $n(t)$ в песчаниках с пористостью 0 и 0,2 при разных $\tau_{\text{ск}}$ и минерализациях пластовой жидкости. Из графиков видно, что при $r \leq 100$ см, $t_m = 0$ и для таких горных пород зависимость $n(t)$ около источника с энергией 14 МэВ всегда убывает.

По мере роста t каждая из функций $n_1(t)$ и $n_2(t)$ в (III.29) приближается к экспоненциальному зависимости с параметрами

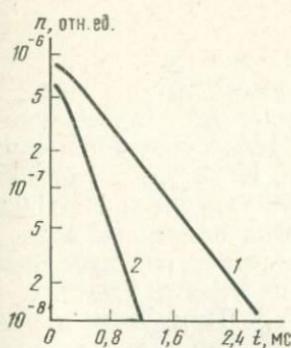


Рис. 20. Временное распределение тепловых нейтронов в однородном песчанике, насыщенному нефтью (1) и минерализованной водой (2)

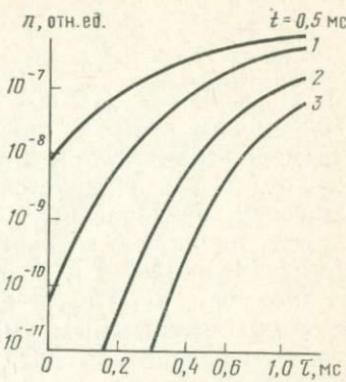


Рис. 21. Зависимость плотности тепловых нейтронов от среднего времени их жизни в пласте

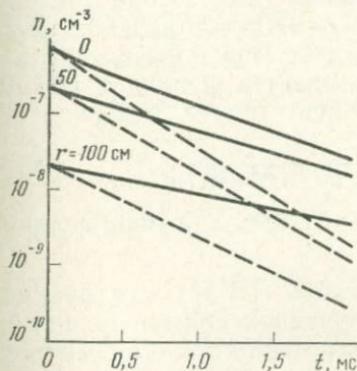


Рис. 22. Зависимость плотности тепловых нейтронов от времени задержки в однородном безграничном песчанике с $k_n=0$ около единичного источника нейтронов.
Сплошные кривые — $\tau_{\text{сп}}=0,85$ мс;
пунктир — $\tau_{\text{сп}}=0,4$ мс.
Расчет проводился в шестигрупповом приближении

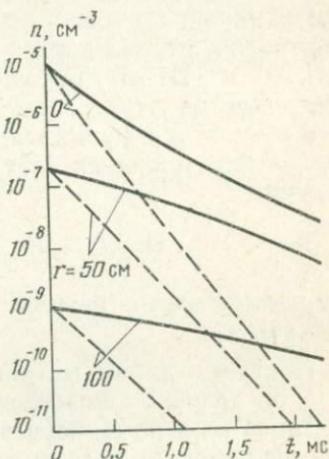


Рис. 23. Зависимость плотности тепловых нейтронов от времени задержки в однородном безграничном песчанике с $k_n=0,2$ около единичного источника нейтронов.

Сплошные кривые — пресная вода;
пунктир — вода с минерализацией 250 г/л NaCl. $\tau_{\text{сп}}=0,85$ мс. Расчет проводился в шестигрупповом приближении

экспоненты соответственно τ_1 и τ_2 . При достаточно больших t выполняется условие

$$\frac{n_1(t)}{n_2(t)} = \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^{\frac{1}{\tau_2}} \exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) \right]. \quad (\text{III.30})$$

Из формулы (III.30) видно, что зависимость указанного отношения от времени при больших t имеет тот же экспоненциальный характер, как и в случае $D_1=D_2$, $L_{31}=L_{32}$. Однако формула (III.30) отличается от (III.17) предэкспоненциальным множителем, не зависящим от времени. Как уже указывалось, время, начиная с которого действительна формула (III.22), является функцией τ и D . В случае, когда пластовые воды минерализованы, $n_1(t)/n_2(t)$ быстро изменяется со временем, что вызвано интенсивным уменьшением плотности тепловых нейтронов в водоносном пласте ($1/\tau_2 > 1/\tau_1$). При этом параметры D_1 и D_2 перестают оказывать влияние при относительно малых t . Другими словами, чем меньше τ , тем меньше процесс переноса нейтронов влияет на зависимость $n(t)$.

Рассмотрим возможность определения нейтронных параметров однородной среды по измерениям нестационарного поля тепловых нейтронов. Распределение $n(r, t)$ зависит от трех параметров: τ , D , L_3 . Эти параметры могут быть определены путем измерения плотности тепловых нейтронов при разных t на нескольких расстояниях r от источника. Как следует из формул (III.16) и (III.22), отношение показаний индикатора тепловых нейтронов на двух расстояниях r_1 и r_2 от источника не зависит от τ и является функцией только L_3 и D . Предполагая, что распределение тепловых нейтронов описывается функцией (III.22), получим

$$M^2_n(t) = L^2_3 + Dt = \frac{r^2_2 - r^2_1}{4 \ln [n(r_1, t)/n(r_2, t)]}, \quad (\text{III.31})$$

где правая часть (результат измерений) есть линейная функция времени t .

Построив длину миграции нейтронов (III.31) как функцию от t , по угловому коэффициенту полученной прямой можно определить D , а по ее пересечению с осью ординат — L_3^2 . Найденные значения L_3 и D можно использовать для подсчета $M_n^2(t)$ и затем выражения

$$n(r, t) - M^2_n e^{r^2/2M^2_n} = A e^{-t/\tau}, \quad (\text{III.32})$$

где значения $n(r, t)$ берутся из данных опыта; $A = \text{const}$. Построив график зависимости левой части (III.32) от t в полулогарифмическом масштабе, получим прямую, наклон которой определит τ .

В качестве примера на рис. 24 приведена зависимость $n(t)$ для $r_1=30$ см и $r_2=80$ см, измеренная в мраморном блоке с k_{II}

около 0,02, и аппроксимация этой зависимости по формуле (III.22). На рис. 25 представлен график $M_n^2(t)$, построенный по результатам измерений в соответствии с (III.31). Из графика получены следующие значения нейтронных параметров мраморного блока: $L_3=23,2$ см, $D=207$ см $^2/\text{мс}$, $\tau=0,7$ мс. Эти параметры (см. рис. 5 и 7) соответствуют породе с $k_{\text{n}}=0,015 \div 0,03$.

Можно найти τ по данным измерений и при одном значе-

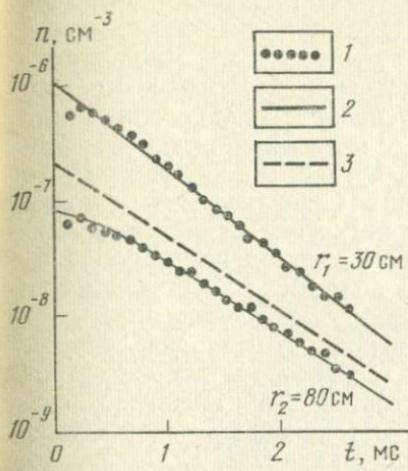


Рис. 24. Зависимость плотности тепловых нейтронов от времени задержки в мраморном блоке около импульсного источника нейтронов.

1 — экспериментальные данные; 2 — аппроксимация по формуле (III.6); 3 — график функции $Ae^{-t/\tau}$ при $\tau=0,7$ мс

нии r . В этом случае формулу (III.22) следует переписать в виде

$$n(r, t) = B_n \exp [-t\lambda_n(\tau, r, k_{\text{n}}, t)], \quad (\text{III.33})$$

где $B_n = \text{const}(t)$;

$$\lambda_n(\tau, r, k_{\text{n}}, t) = \frac{1}{\tau} + \Delta_n(r, k_{\text{n}}, t); \quad (\text{III.34})$$

$\Delta_n(r, k_{\text{n}}, t)$ — поправка, полученная из расчетов или опытов.

Найдем r , для которого $|\Delta_n|$ меньше допустимой погрешности, начиная с некоторого минимального t . Тогда величину t можно определять по декременту затухания λ_n . Из (III.22) следует

$$\lambda_n = \frac{d}{dt} \ln n(r, t) = \frac{1}{\tau} - \frac{3}{2} \frac{1}{t + L_3^2/D} + \frac{r}{4D(t + L_3^2/D)^2}. \quad (\text{III.35})$$

В формуле (III.35) первое слагаемое характеризует поглощение нейтронов средой, а второе и третье — миграцию нейтронов. При этом второе слагаемое связано с оттоком нейтронов от индикатора, а последнее — с притоком нейтронов к индика-

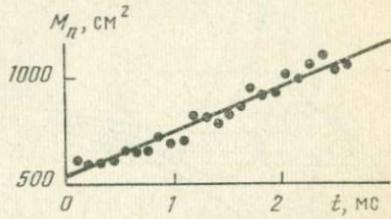


Рис. 25. Зависимость квадрата длины миграции нейтронов от времени задержки в мраморном блоке около импульсного источника нейтронов

тору. В случае, когда процесс поглощения нейтронов доминирует по сравнению с процессом миграции, выполняется условие

$$\lambda_n \approx 1/\tau. \quad (\text{III.36})$$

Это имеет место либо при относительно слабой миграции нейтронов, либо при компенсации притока их к индикатору и оттока от него. Первый случай реализуется при достаточно больших t , когда второе и третье слагаемые становятся малыми по сравнению с первым, причем условие (III.36) применимо при меньших t , если уменьшаются τ и увеличиваются D . Однако время t , при котором можно пренебречь диффузией по сравнению с поглощением, может быть практически недостижимым.

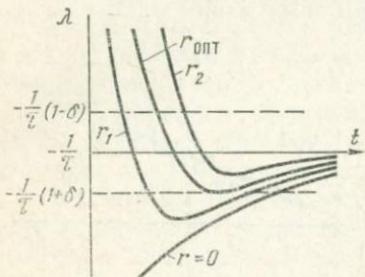


Рис. 26. Зависимости декремента затухания плотности тепловых нейтронов от времени задержки.
 $r_1 < r_{\text{опт}} < r_2$

начинается с больших t . Величина $r_{\text{опт}}$ определяется из формулы

$$r_{\text{опт}} = (3/2) \sqrt{\tau D / \delta}. \quad (\text{III.37})$$

Некоторые результаты методики определения τ по измеренным значениям $n(t)$ с использованием величины $r_{\text{опт}}$ приведены в [11].

6. НЕСТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим основные процессы, которые приводят к образованию гамма-излучения в результате облучения горной породы быстрыми нейтронами с начальной энергией 14 МэВ.

При замедлении значительная доля быстрых нейтронов претерпевает неупругие взаимодействия с ядрами среды. Энергия возбуждения этих ядер высвечивается в виде гамма-излучения

* Этот эффект экспериментально зарегистрирован В. П. Одноковым, Д. М. Сребродольским, Ф. Ц. Денисик и рассчитан С. А. Кантором и А. С. Школьниковым.

с верхней границей энергетического спектра, близкой к начальной энергии нейтронов. Основное число гамма-квантов имеет меньшую энергию, так как они возникают при возбуждении нижних ядерных энергетических уровней (кислород — 6,13 и 7,11 МэВ, углерод — 4,43 МэВ, кальций — 3,53 МэВ, кремний — 1,78 МэВ и т. д.). Временное распределение гамма-излучения неупрого рассеяния, как было показано выше, с точностью до десятков наносекунд совпадает с времененным распределением быстрых нейтронов. Его интенсивность близка к интенсивности излучения радиационного захвата тепловых нейтронов. Кроме того, гамма-излучение образуется в результате распада активированных быстрыми нейтронами атомных ядер.

Временное распределение гамма-квантов Φ_γ , возникающих при облучении песчаника, насыщенного водой, одиночной нейтронной вспышкой схематически показано на рис. 27. Длительность нейтронной вспышки принята равной 10 мкс, начальная энергия нейтронов 14 МэВ. Одновременно с излучением быстрых нейтронов возникает гамма-излучение неупрого рассеяния. После окончания нейтронной вспышки, на этапе термализации тепловых нейтронов, т. е. во временном интервале 10^{-5} — 10^{-2} с, преобладает гамма-излучение радиационного захвата, а в последующие интервалы времени — гамма-излучение наведенной активности. Следует иметь в виду, что при повторении нейтронных вспышек происходит накапливание наведенной активности и влияние этого источника фона увеличивается.

Нестационарное поле тепловых нейтронов, являющееся объектом исследования при импульсном нейтрон-нейтронном каротаже, в случае импульсного нейтронного гамма-каротажа выступает источником гамма-излучения. Функция распределения источников этого излучения

$$S_\gamma(r, t, E_{\gamma,0}) = \nu(E_{\gamma,0}) n(r, t) / \tau, \quad (\text{III. 38})$$

где

$$\nu(E_{\gamma,0}) = N_i \sigma_{ai} \gamma_i(E_{\gamma,0}) / \Sigma_a \quad (\text{III. 39})$$

$N_i \sigma_{ai}$ — макроскопическое сечение захвата тепловых нейтронов в i -том элементе; Σ_a — полное макроскопическое сечение зах-

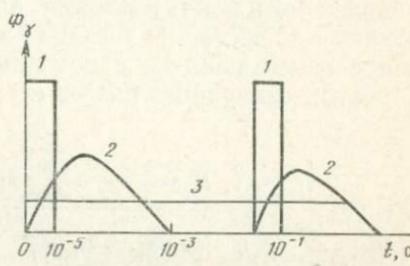


Рис. 27. Схема распределения во времени процессов, приводящих к излучению гамма-квантов, вызванному импульсным потоком нейтронов.

1 — генерация и неупрое рассеяние быстрых нейтронов; 2 — захват тепловых нейтронов; 3 — распад активированных ядер

вата нейтронов в пласте; $\gamma_i(E_{\gamma 0})$ — среднее число гамма-квантов с энергией $E_{\gamma 0}$, излученных после захвата нейтрона ядром i -того элемента; $n(r, t)$ — число нейтронов, поглощенных в единице объема пласта в единицу времени (плотность поглощения).

При исследовании нестационарного поля гамма-излучения можно пренебречь временем переноса гамма-квантов. Поэтому изменения во времени и пространстве потока гамма-квантов радиационного захвата $\Phi_\gamma(r, t)$ связаны с изменениями породившего его поля тепловых нейтронов. Это позволяет использовать в качестве функции Грина выражение, описывающее перенос гамма-квантов с помощью фактора накопления (II.45). С учетом сказанного получим

$$\Phi_\gamma(r, t, E_\gamma) = \frac{1}{4\pi\tau} \sum_j \nu(E_{\gamma,0}^{(j)}) \int_V \frac{e^{-\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|^2} \times \\ \times \{\delta(E_{\gamma'} - E_{\gamma,0}^{(j)}) + B[\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})|\vec{r}-\vec{r}_1|, E_{\gamma,0}^{(j)}, E_\gamma]\} n(r_1, t) d\vec{r}_1 \quad (\text{III. 40})$$

где суммирование ведется по всем энергетическим линиям начального излучения $E_{\gamma,0}^{(j)} \geq E_\gamma$.

Регистрируемое энергетическое распределение зависит также от спектральной чувствительности индикатора. Если индикатор имеет порог чувствительности $E_{\gamma 1}$, а все гамма-кванты более высокой энергии регистрируются с одинаковой эффективностью, то его показания будут пропорциональны распределению:

$$\Phi_\gamma^{(1)}(r, t, E_{\gamma,1}) = \int_{E_{\gamma,1}}^{E_{\gamma, \max}} \Phi(r, t, E_\gamma) dE_\gamma = \\ = \frac{1}{4\pi\tau} \sum_j \nu(E_{\gamma,0}^{(j)}) \int_V \frac{\exp[-\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})|\vec{r}-\vec{r}_1|]}{|\vec{r}-\vec{r}_1|^2} \times \\ \times \{1 + B_1[\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})|\vec{r}-\vec{r}_1|, E_{\gamma,0}^{(j)}, E_{\gamma,1}]\} n(r, t) d\vec{r}_1, \quad (\text{III. 41})$$

где $B_1[\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})|\vec{r}-\vec{r}_1|, E_{\gamma,0}^{(j)}, E_{\gamma,1}]$ описывается формулой (II.46). Применяя к формуле (III.41) описанную в приложении процедуру, получаем приближенное выражение, аналогичное формуле (III.22):

$$\Phi_\gamma^{(1)}(r, t, E_{\gamma,1}) \approx \frac{C_\gamma Q}{[4\pi M_{\gamma}^2(t)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4M_{\gamma}^2(t)}\right] \times \\ \times \left[1 + \frac{\gamma_1}{M_{\gamma}^4(t)} H\left(\frac{r}{M_{\gamma}(t)}\right)\right], \quad (\text{III. 42})$$

$$C_{\gamma} = \frac{1}{\tau} \sum_j \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(j)})}{\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})} = [1 + a_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)}) + \\ + 2b_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)})]; \quad (\text{III. 43})$$

$$M_{\gamma}^2(t) = M_n^2(t) + L_{\gamma}^2 = L_3^2 + D^2t + L_{\gamma}^2, \quad (\text{III. 44})$$

$$L_{\gamma}^2 = \frac{1}{3} \frac{\sum_j \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(j)})}{\mu^3(E_{\gamma,0}^{(j)})} [1 + 3a_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)}) + 2b_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)})]}{\sum_j \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(i)})}{\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})} [1 + a_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)}) + 2b_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)})]}; \quad (\text{III. 45})$$

$$\gamma_1 = \gamma_0 + \frac{15}{4} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{5} \frac{\sum_j \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(j)})}{\mu^5(E_{\gamma,0}^{(j)})} [1 + 5a_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)}) + 30b_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)})]}{\sum_j \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(j)})}{\mu(E_{\gamma,0}^{(j)})} [1 + a_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)}) + 2b_1(E_{\gamma,1}, E_{\gamma,0}^{(j)})]} - \frac{1}{2} L_{\gamma}^4 \right\}; \quad (\text{III. 46})$$

λ_0 зависит от принятой модели замедления нейтронов.

Если замедление можно описать синтетической формулой, то при $k_{\pi}=0,3$, $p_{\pi} \leq 1$; $20 \text{ см} \leq r \leq 85 \text{ см}$ и $t \geq 0,5 \text{ мс}$ имеем $\left| \frac{\gamma_1}{M_{\gamma}(t)} H\left(\frac{r}{M_{\gamma}(t)}\right) \right| < 0,5$. В этом диапазоне значений k_{π} , r и t приведенная выше функция медленно меняется по сравнению с множителем, стоящим перед квадратными скобками. Отсюда можно написать

$$\Phi_{\gamma}^{(1)}(r, E_{\gamma,1} t) = \frac{C_{\gamma} k_{\gamma} Q}{[4\pi M_{\gamma}(t)]^{3/2}} \exp \left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4M_{\gamma}^2(t)} \right], \quad (\text{III. 47})$$

где k_{γ} — медленно меняющийся с изменением r и t коэффициент, заключенный в пределах $0,5 \leq k_{\gamma} \leq 1,5$, причем $k_{\gamma} \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \infty$.

Формула (III.47) отличается от (III.22) только слабо зависящим от r и t множителем $C_{\gamma} k_{\gamma}$ и заменой $M_n(t)$ на $M_{\gamma}(t)$ *. Поэтому в указанных выше пределах изменений r и t зависимость $\Phi_{\gamma}^{(1)}(r, t)$ имеет тот же характер, что и $n(r, t)$.

В средах с большой плотностью, в которых поглощение гамма-квантов сравнительно велико (мало L_{γ}), величины $M_n(t)$ и $M_{\gamma}(t)$ отличаются меньше, чем в пористых влагонасыщенных средах, поэтому распределения тепловых нейтронов и гамма-квантов радиационного захвата отличаются практически только на постоянный множитель C_{γ} . Все сказанное позволяет распро-

* M_{γ} — средняя суммарная длина миграции нейтрона и гамма-кванта, возникшего при его захвате в среде.

странить выводы, сделанные при обсуждении формулы (III.22), на пространственно-временное распределение гамма-квантов радиационного захвата тепловых нейтронов. В частности, из (III.42) следует, что по измерениям $\Phi_\gamma^{(1)}(r, t)$ можно построить зависимость $M_\gamma^2(t)$ и определить величины D и τ так же, как это описано выше.

Для $\Phi_\gamma^{(1)}(r, t)$ также имеется расстояние от источника нейтронов $r_{\text{опт}}$, на котором практическое совпадение с величиной $1/\tau$ декремента убывания потока $\Phi_\gamma^{(1)}(t)$ наступает при минимальном t . Это расстояние в результате сходства зависимости (III.42) с (III.22) совпадает с $r_{\text{опт}}$ для поля тепловых нейтронов и находится по формуле (III.37).

Распределение $\Phi_\gamma^{(1)}(r, t)$ имеет свои особенности. Они связаны, в частности, с тем, что источники гамма-квантов радиационного захвата распределены в соответствии с распределением плотности поглощений тепловых нейтронов и проявляются в том, что в формуле (III.42) множитель C_γ обратно пропорционален τ . Поэтому уменьшение τ пласта (например, при замене пресной жидкости, насыщающей пласт, на минерализованную) при $t \ll \tau$ вызывает рост $\Phi_\gamma^{(1)}(r, t)$. Сказанное иллюстрируется рис. 28. Другим отличием распределений гамма-квантов и тепловых нейтронов является более медленное убывание потока гамма-квантов с ростом r , так как в соответствии с (III.44)

$$M_\gamma(t) > M_n(t). \quad (\text{III. 48})$$

Это особенно заметно для воды, где $M_\gamma \gg M_n$. Ход пространственного распределения $\Phi_\gamma^{(1)}(r, t)$ в пластах различного водородосодержания показан на рис. 29. Диффузионные перетоки тепловых нейтронов меньше влияют на ход зависимости $\Phi_\gamma^{(1)}(t)$, чем на $n(t)$. Последнее связано с тем, что величина $\Phi_\gamma^{(1)}(t)$ в каждой точке пропорциональна некоторой средней плотности тепловых нейтронов в объеме с эффективным радиусом L_γ , окружающем эту точку. Влияние диффузии на изменение средней плотности нейтронов в таком объеме меньше, чем на вариации плотности тепловых нейтронов в точке. В результате изменение потока гамма-квантов за счет диффузии происходит медленнее, чем соответствующие изменения плотности тепловых нейтронов. Поэтому величина декремента убывания $\Phi_\gamma^{(1)}(t)$

$$\lambda_\gamma = -d \ln \Phi_\gamma^{(1)}(t) / dt = 1/\tau + \Delta_\gamma(r, t) \quad (\text{III. 49})$$

отклоняется от $1/\tau$ меньше, чем λ_n . В рассматриваемом интервале $t > 0,5 \text{ мс}$; $20 \text{ см} \leq r \leq 80 \text{ см}$

$$\max |\Delta_\gamma| < \max |\Delta_n|;$$

относительное отклонение λ_γ от $1/\tau$, т. е. произведение $\Delta_\gamma \tau$ не превышает 0,2.

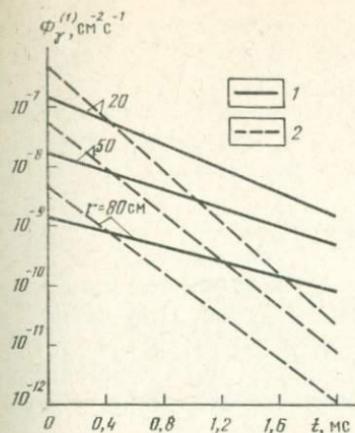


Рис. 28. Расчетная зависимость потока гамма-квантов в песчанике от времени задержки.

Пласт насыщен водой: 1 — пресной, 2 — минерализованной, 200 г/л NaCl. $k_{\text{пп}} = 0,2$. $\tau_{\text{ск}} = 0,85$ мс

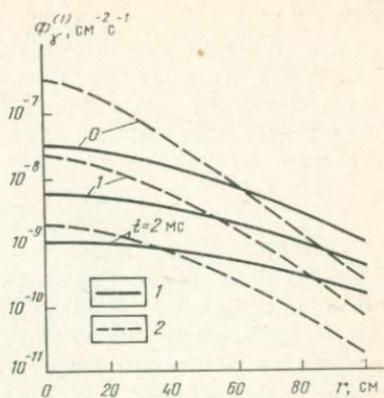


Рис. 29. Расчетная зависимость потока гамма-квантов от расстояния до источника нейтронов
1 — $k_{\text{пп}} = 0$; 2 — $k_{\text{пп}} = 0,2$. Песчаник насыщен пресной водой, $\tau_{\text{ск}} = 0,85$ мс

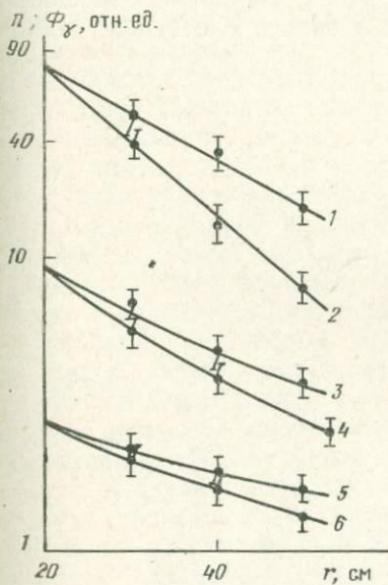


Рис. 30. Пространственные распределения тепловых нейтронов $M_{n\gamma}^2$ (2, 4 и 6) и гамма-квантов радиационного захвата Φ_{γ} (1, 3, 5) в модели пласта плотного известняка.

Время задержки: 1 и 2 — 0,1 мс; 3 и 4 — 0,5 мс; 5 и 6 — 1 мс

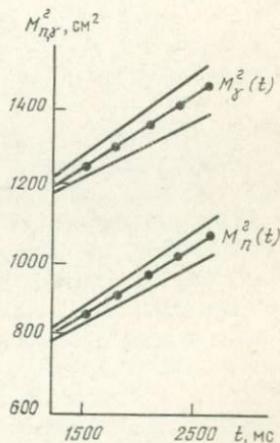


Рис. 31. Зависимости $M_n^2(t)$ нейтронов и $M_{\gamma}^2(t)$ от времени задержки в модели известняка с $k_{\text{пп}} = 0,05$.

Сплошными линиями показаны границы максимальных погрешностей измерений

Из сказанного следует, что по измеренному нестационарному полю гамма-квантов радиационного захвата можно определять нейтронные диффузионные параметры пласта τ и D также, как и по нестационарному полю тепловых нейтронов. Кроме того, сравнение величин $M_{\gamma}^2(t)$ и $M_n^2(t)$, найденных по результатам измерений, позволяет оценивать величину L_{γ}^2 и, соответственно, μ [17]:

$$M_{\gamma}^2(t) - M_n^2(t) = L_{\gamma}^2. \quad (\text{III. 50})$$

На рис. 30 приведены измеренные пространственно-временные распределения нейтронов и гамма-квантов. При небольших временах распределение гамма-излучения характеризуется меньшим градиентом потока и более пологое, чем распределение нейтронов. С ростом времени распределения нейтронов и гамма-квантов становятся подобными.

На рис. 31 показаны функции $M^2(t)$ нейтронов и гамма-квантов, измеренные в модели известняка [17]. При оценке ошибки в каждой точке учитывалась как статистическая погрешность измерений, так и погрешность в нормировке датчиков. Значение коэффициента диффузии, полученное по кривым рис. 31, составляет $(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^5$ см/ s^2 для гамма-квантов и $(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/ s^2 для нейтронов. Эти значения в пределах погрешности измерений совпадают и равны расчетной величине.

IV. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ, ПЕРЕСЕЧЕННЫХ СКВАЖИНОЙ

7. ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДЕ, ПЕРЕСЕЧЕННОЙ ИДЕАЛИЗИРОВАННОЙ СКВАЖИНОЙ (ДВУХСЛОЙНАЯ СРЕДА)

Основные закономерности распределений во времени полей нейтронов и гамма-квантов были рассмотрены выше на примере безграничной однородной среды. Наличие скважины приводит к изменению этих распределений, так как заполняющее скважину вещество непосредственно окружает измерительный прибор и обладает свойствами, отличающимися от свойств горных пород. Ствол скважины обычно заполнен жидкостью (нефтью, водой, промывочной жидкостью), в нем размещается измерительный прибор в толстостенном кожухе; в обсаженной скважине стенки укреплены стальной колонной с цементным кольцом; внутри обсадной колонны могут размещаться фонтанные или насосно-компрессорные трубы.

Для выявления основных возмущений поля нейтронов рассмотрим в качестве первого приближения идеализированную модель пласта со скважиной. Представим пласт в виде однородной среды, которая пересекается цилиндрической скважиной, заполненной также однородной средой, но с другими свойствами. Быстрые нейтроны интенсивно замедляются в скважине, так как концентрация водорода в ней, как правило, выше, чем в пласте. В связи с этим начальная плотность тепловых нейтронов в скважине на практически используемых малых и средних расстояниях от источника больше, чем в пласте и поток их направлен из скважины в пласт. Эта особенность поля нейтронов создает основную помеху при исследовании скважин методами, основанными на изучении стационарных полей радиации (НГМ, ННМ). Кроме того, во многих практически важных случаях среднее время жизни нейтронов в скважине меньше, чем в пласте. Эти два фактора, действующие при использовании импульсного источника нейтронов (отток нейтронов в пласт и их интенсивное поглощение в скважине) с ростом t выравнивают

плотность нейтронов в скважине и прилегающей к ней части пласти. С увеличением t плотность нейтронов в скважине становится меньше, чем в пласте. Начиная с этого момента, поток нейтронов направлен из пласта в скважину, что сводит к минимуму помехи от близлежащей среды.

Таким образом, когда в горных породах τ больше, чем в среде, заполняющей скважину, с увеличением времени после окончания облучения поле нейтронов в скважине все меньше зависит от ее свойств и определяется потоком нейтронов из пластов.

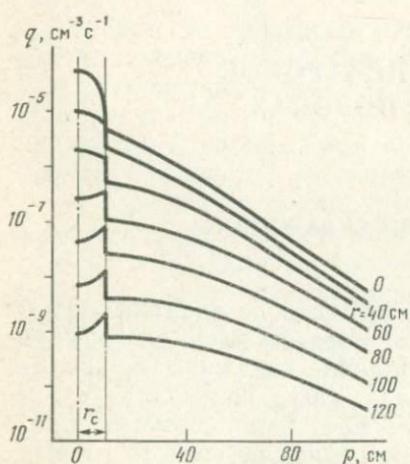
Рассмотрим этот процесс более детально.

Нейтроны при энергии $E \geq 10$ МэВ замедляются главным образом в результате неупругих столкновений с атомными ядрами. Для этих энергий нейтронные параметры среды в скважине и пласте различаются мало; поэтому распределение быстрых нейтронов в пласте, пересеченном скважиной, близко к их распределению в пласте без скважины. В скважине, где находится источник нейтронов, плотность быстрых нейтронов больше, чем в пласте.

При энергиях нейтронов меньше 1 МэВ большую роль играет упругое замедление на ядрах водорода; в средах с высоким водородосодержанием резко возрастает сечение рассеяния и увеличивается их замедляющая способность. Соответственно распределение надтепловых нейтронов в однородном пласте существенно отличается от распределения в пласте, пересеченном скважиной, заполненной водой или нефтью.

Скважина заполнена водой, $d_c = 20$ см, источник нейтронов расположен на ее оси, $k_{\text{пп}} = 0,2$

Плотность надтепловых нейтронов в скважине с водой или нефтью вблизи от источника больше, а на больших расстояниях от него — меньше, чем в пласте. При этом нейтроны приходят в удаленную от источника часть скважины преимущественно через пласт, так как поток нейтронов, обладающих энергией меньше 1 МэВ, быстро затухает вдоль оси скважины по мере удаления от источника. Результаты расчета плотности замедления нейтронов, обладающих начальной энергией 14 МэВ, приведены на рис. 32 (z — направление вдоль оси скважины, ρ — направление, перпендикулярное к оси скважины). Разница замедляющих способностей горной породы и среды в скважине



приводит к скачку плотности замедления надтепловых нейтронов на границе скважины. На малых расстояниях от источника плотность нейтронов в скважине выше, чем в пласте, и поток нейтронов направлен из скважины в пласт. На больших расстояниях плотность нейтронов в скважине меньше, и поток нейтронов направлен из пласта в скважину.

Распределение плотности замедления нейтронов, обладающих начальной энергией 2,5 МэВ, отличается от приведенного на рис. 32 распределения более быстрым убыванием q вдоль оси z и в направлении координаты ρ , что связано с меньшей длиной замедления нейтронов. В этом случае у стенки скважины к концу процесса замедления сосредотачивается гораздо большая доля нейтронов, чем при начальной энергии 14 МэВ. Например, для песчаного пласта с пористостью 20%, пересеченного скважиной с $d_c = 16$ см, заполненной пресной водой, плотности надтепловых нейтронов вблизи стенки скважины и в пласте на расстоянии 40 см от нее различаются в 2 раза для начальной энергии нейтронов 14 МэВ и в 5 раз — для 2,45 МэВ (при $z = 32 \div 48$ см). С увеличением z от 0 до 40 см плотность надтепловых нейтронов на оси скважины уменьшается соответственно в 17 и 4500 раз, а в пласте у стенки скважины — в 6 и 225 раз [52].

Распределение тепловых нейтронов в пласте, пересеченном скважиной, заполненной водой или нефтью, по сравнению с однородным пластом также существенно изменяется. При теоретическом рассмотрении поля тепловых нейтронов в системе скважина—пласт распределение нейтронов находится: из решений уравнений диффузии в каждой среде.

$$\frac{\partial n_i(z, t)}{\partial t} = D_i \Delta n_i(z, t) - \frac{n_i(z, t)}{\tau_i}, \quad i = 1, 2;$$

граничных условий непрерывности функции распределения плотности нейтронов на границе сред

$$n_1(z, t) \Big|_{\rho=r_c} = n_2(z, t) \Big|_{\rho=r_c};$$

непрерывности потока нейтронов через эту границу

$$D_1 \frac{\partial n_1(z, t)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=r_c} = D_2 \frac{\partial n_2(z, t)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=r_c};$$

условия ограниченности

$$n_i(z, t) < M, \quad i = 1, 2;$$

убывания плотности с увеличением расстояния от источника

$$n_i(z, t) \Big|_{\sqrt{z^2 + \rho^2} \rightarrow \infty} \rightarrow 0$$

и начального условия

$$n_i(z, t)|_{t=0} = q_i,$$

где $i=1$ соответствует среде в скважине; $i=2$ — вне ее.

Из решения уравнений диффузии находится искомая функция распределения

$$n(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikz} dk \frac{1}{2\pi i} \int_C e^{pt\chi}(k^2, p) dp. \quad (\text{IV. 1})$$

Контур интегрирования C в этой формуле проведен в комплексной плоскости p из $(-i\infty)$ в $(+i\infty)$ справа от всех особых точек и точек ветвления функции χ .

Контурный интеграл по dp может быть сведен к обычным интегралам и к сумме вычетов в полюсах функции χ путем деформации контура C . При таком преобразовании появляется возможность еще до вычисления функции $n(z, t)$ установить ход зависимости $n(t)$ при больших t . В нашем случае все особые точки и точки ветвления функции $\chi(p)$ лежат на вещественной отрицательной полуоси. Все интегралы и вычеты, получившиеся после преобразования контура C , будут содержать множители вида $e^{-|p|t}$, которые определяют их зависимость от t . При больших t можно пренебречь всеми членами полученной суммы, кроме члена, содержащего множитель $e^{-|p^*|t}$ с минимальным значением $|p|$. Следовательно, распределение $n(z, t)$ при асимптотических временах t определяется особой точкой, или точкой ветвления с минимальным $|p|$, которую обозначим p^* . При больших t

$$n(t) \approx e^{-|p^*|t}, \quad (\text{IV. 2})$$

т. е. эффективное время жизни тепловых нейтронов в скважине, определенное по декременту затухания их плотности во времени,

$$\tau_{\text{эфф}} = 1 / |p^*|. \quad (\text{IV. 3})$$

Функцию χ можно представить в виде

$$\chi = \Gamma(k, p)/Z(k, p), \quad (\text{IV. 4})$$

где $\Gamma(k, p)$ зависит от начального распределения тепловых нейтронов, а $Z(k, p)$ от него не зависит:

$$\begin{aligned} Z(k, p) &= I_0(y_1) D_2 y_2 K_1(y_2) + D_1 y_1 I_1(y_1) K_0(y_2); \\ y_j &= r_c \sqrt{k^2 + p/D_j + 1/D_j z_j}, \quad j = 1, 2; \end{aligned} \quad (\text{IV. 5})$$

τ_1, τ_2 и D_1, D_2 — среднее время жизни и коэффициенты диффузии тепловых нейтронов в скважине и внешней среде соответственно; r_c — радиус скважины; $I_\nu(y)$ и $K_\nu(y)$ — функции Бесселя от минимого аргумента первого и второго рода соответственно.

Все точки ветвления и полюса \times являются точками ветвления и нулями функции $Z(k, p)$. Отсюда следует, что асимптотический ход функции $n(t)$ не зависит от начального распределения тепловых нейтронов.

Таким образом, с увеличением t поле тепловых нейтронов все меньше зависит от их начального распределения. Сказанное иллюстрируется результатами работы [52], из которой следует, что, например, на расстояниях 16—24 см от источника при $t > 1$ мс убывание плотности тепловых нейтронов со временем не зависит от начальной энергии нейтронов (2,45 и 14 МэВ).

Функция $Z(k, p)$ имеет точку ветвления при $y_2 = 0$, т. е. при $p = p_2$, где

$$p_2 = -1/\tau_2 - D_2 k^2, \quad (\text{IV.6})$$

и имеет нули на отрезке вещественной отрицательной полуоси, заключенной между точками p_2 и p_1 , где p_1 — значение p , при котором $y_1 = 0$, т. е.

$$p_1 = -1/\tau_1 - D_1 k^2 \quad (\text{IV.7})$$

при условии $|p_1| < |p_2|$. В противном случае $Z(k, p)$ нулей не имеет и у функции χ нет полюсов.

Наименьшее по абсолютной величине значение самой правой точки ветвления, или полюса, т. е. p^* , достигается при $k=0$. Поэтому вид асимптотического по t выражения $n(z, t)$ зависит от знака разности

$$(p_1 - p_2)|_{k=0} = 1/\tau_2 - 1/\tau_1. \quad (\text{IV.8})$$

Если $1/\tau_2 - 1/\tau_1 > 0$ или $\tau_1 > \tau_2$, то $p = p_0$, где p_0 — самый правый корень уравнения $Z|_{k=0} = 0$. Существенно, что p_0 лежит между p_1 и p_2 . Отсюда $\tau_{\text{эфф}} = 1/|p^*|$ будет заключено между τ_1 и τ_2 ($\tau_1 > \tau_{\text{эфф}} > \tau_2$). Если имеет место соотношение $\tau_1 < \tau_2$, то $p = -p_2|_{k=0}$ и $\tau_{\text{эфф}} = \tau_2$.

Рассмотрим два важнейших варианта соотношений параметров внутренней и внешней сред.

1. $\tau_1 < \tau_2$. Это соотношение параметров справедливо для заполненных жидкостью обсаженных и необсаженных скважин, пересекающих газоносные, нефтеносные, угольные и битуминозные пласты ($\tau_1 \leq 200$ мкс, $\tau_2 \geq 250$ мкс). Заметим, что при определенной концентрации солей в пластовой воде и влагонасыщенности пласта это соотношение может нарушаться. Значения $k_{\text{пп}}$ пласта и минерализации насыщающей его жидкости C , для которых $\tau_1 < \tau_2$, показаны на рис. 33. Как видно из этого графика, если τ_1 меньше 0,2 мс (т. е. τ_1 такое же или меньше, чем у пресной воды), то для большинства практически важных значений $k_{\text{пп}}$ и C имеет место рассматриваемый случай. Эффективное среднее время жизни нейтронов τ_1 в обсаженной скважине меньше 0,12 мс, и область значений $k_{\text{пп}}$ и C , когда $\tau_1 < \tau_2$, увеличивается. При малых t основные потоки нейтронов

(рис. 34) направлены из скважины в пласт (поток B) и в пласте параллельно скважине (поток A). Поток A возникает потому, что коэффициент диффузии тепловых нейтронов в скважинной жидкости меньше, чем в пласте. С увеличением времени t плотность нейтронов в скважине на любых z становится меньше, чем в прилегающей к ней части пласта и диффузионный поток нейтронов направляется из пласта в скважину. Начи-

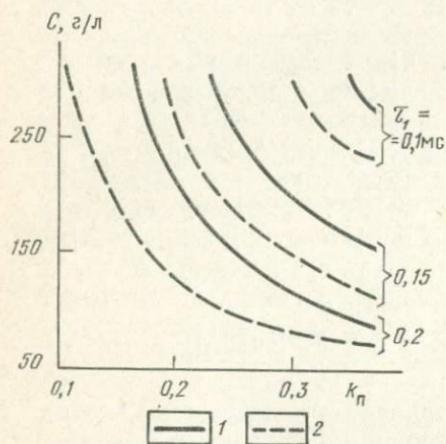


Рис. 33. Верхние границы областей значений пористости пласта и минерализации насыщающей его жидкости, удовлетворяющих условию $\tau_1 < \tau_2$.

$$1 - \tau_{ск} = 0,85 \text{ мс}; \quad 2 - \tau_{ск} = 0,4 \text{ мс}$$

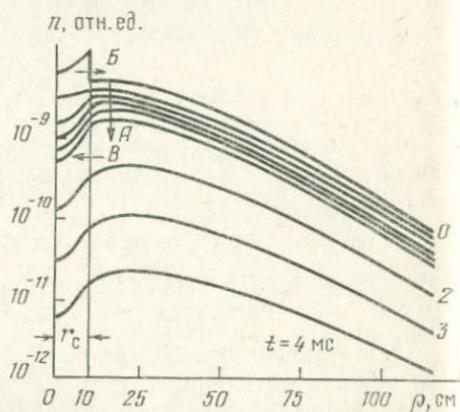


Рис. 34. Радиальное распределение тепловых нейтронов в двухслойной среде и направления основных диффузионных потоков (стрелки) при $\tau_1 < \tau_2$.

Скважина заполнена пресной водой; $r_c = 10 \text{ см}$, пласт песчаника с $k_n = 0,2$, насыщен пресной водой

ная с этого времени t_{ac} , которое называется асимптотическим, изменение плотности нейтронов в скважине зависит от диффузионных свойств пласта и появляется возможность определения нейтронных диффузионных параметров пласта по измерениям в скважине.

С увеличением t максимум плотности тепловых нейтронов в пласте у стенки скважины будет постепенно отодвигаться от нее, так как скважина, будучи сильным поглотителем нейтронов, «отсасывает» их из пласта. При $t > t_{ac}$ плотность нейтронов в скважине зависит от их притока из пласта и практически определяется плотностью нейтронов в зоне максимума. Соответственно, изменения во времени плотности нейтронов в скважине и пласте становятся одинаковыми. Распределение нейтронов при этих временах будем называть асимптотическим $n_{ac}(t, z)$.

Распределения нейтронов по координате z в пласте и скважине подобны, что подтверждается измерениями на моделях пластов.

В итоге картина распространения тепловых нейтронов в пласте, пересеченном скважиной, может быть описана следующим образом: в результате сильного поглощения нейтронов в скважине на зависимости $n(t)$ появляется начальный круто падающий участок; при $t > t_{ac}$ характер зависимости приближается к распределению, подобному распределению в однородной среде (рис. 35). Ход левой ветви кривой связан в основном со свойствами среды, заполняющей скважину, в то время как правая ветвь несет информацию о пласте. Между этими участками лежит переходная зона, в которой находится t_{ac} .

Описанный ход зависимости $n(t)$ соответствует выведенной А. Л. Поляченко функции:

$$n(z, t) = n_{ac}(z, t) [1 + S(z, t)],$$

где $S(z, t)$ — функция влияния скважины, убывающая с ростом t так, что ею можно пренебречь при $t > t_{ac}$. Выведем приближенную формулу, описывающую распределение тепловых нейтронов в скважине при $t > t_{ac}$. Как указывалось выше, это распределение пропорционально распределению в прилегающей к скважине части пласта в зоне максимума плотности нейтронов:

$$n_{ac}(t, z, \rho = 0) = An(t, z, \rho = \rho_{max}). \quad (\text{IV. } 9)$$

Примем за основу построений формулу (III.22) и физический смысл сомножителей, из которых она состоит. Приток нейтронов из зоны источника вызовет появление множителя

$$\exp\left(-\frac{z^2}{4[L_{\text{эфф}}^2 + D_2(t - t_{ac})]}\right),$$

где $L_{\text{эфф}}$ — эффективная средняя длина миграции нейтронов вдоль оси скважины в прискважинной части пласта к моменту времени t_{ac} .

Растекание нейтронов в однородной среде учитывается множителем $[4\pi(L_{\text{эфф}}^2 + Dt)]^{-3/2}$. В данном случае лишь по оси z нет

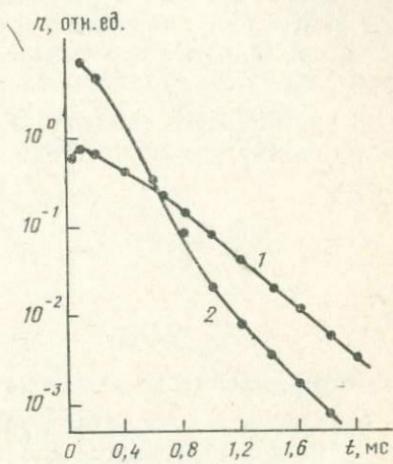


Рис. 35. Распределения во времени плотности тепловых нейтронов в однородном песчанике (1) и пересеченном скважиной (2). Скважина заполнена парафином, $d_c = 243$ мм. Длина зонда 16 см. Пласт песчаника с $k_p = 0,08$

границ раздела сред и поэтому соответствующий множитель должен иметь вид

$$\left\{ (4\pi)^{3/2} V L_{\text{эфф}}^2 + D_2(t - t_{ac}) \right\} [L_{\text{эфф}}^{(1)^2} + D_2(t - t_{ac})]^{-1},$$

где $L_{\text{эфф}}^{(1)}$ — эффективная средняя длина миграции нейтронов в прискважинной зоне в плоскости, перпендикулярной оси скважины. Кроме того, в функцию распределения должен входить множитель e^{-t/τ_2} , учитывающий захват нейтронов в пласте. При временах задержки, больших t_{ac} , показания индикатора тепловых нейтронов, находящегося на оси скважины, пропорциональны их плотности в близлежащей части пласта, но с каким-то эффективным запаздыванием во времени Δt .

С учетом всего сказанного плотность нейтронов в скважине около индикатора может быть описана формулой

$$n(t, z) = \begin{cases} A \exp \left[-\frac{t}{\tau_2} - \frac{z^2}{4(\Lambda_z^2 - D_2 t)} \right], & t > t_{ac} \\ \frac{\Lambda_z^2}{\sqrt{\Lambda_z^2 + D_2 t} (\Lambda_\rho^2 + D_2 t)}, & t < \tau_2 \end{cases}, \quad (\text{IV. 10})$$

где

$$\Lambda_z^2 = L_{\text{эфф}}^2 - D_2(t_{ac} + \Delta t); \quad \Lambda_\rho^2 = L_{\text{эфф}}^{(1)^2} - D_2(t_{ac} + \Delta t);$$

A — коэффициент, не зависящий от z и t .

Как видно из последних равенств, величины Λ_z^2 и Λ_ρ^2 зависят от начального распределения нейтронов, их дальнейшей миграции до момента $t = t_{ac}$, величин τ_1 и τ_2 , определяющих значение t_{ac} , и от D_2 . Сопоставление функции (IV.10) с результатами опытов на моделях пласта известняка показало, что в ряде случаев можно принять $\Lambda_\rho^2 \approx 0,2 \Lambda_z^2$, т. е. $\Lambda_\rho^2 \ll \Lambda_z^2$.

Таким образом, при $\tau_1 < \tau_2$ с увеличением t уменьшается влияние скважины на характер временного распределения нейтронов. При этом влияние скважины на абсолютную величину плотности нейтронов на оси скважины велико и зависит от ее конструкции и заполнения, что отражается на величине коэффициента A . Функция (IV.10) содержит в явном виде нейтронные параметры пласта τ_2 и D_2 , и из нее могут быть получены рецепты их определения.

Экспериментальные радиальные распределения плотности тепловых нейтронов при различных временах задержки показаны на рис. 36.

2. $\tau_1 > \tau_2$. Этот случай не типичен для нефтяных, угольных и газовых месторождений, но может встретиться в рудной геофизике, если в породе в заметном количестве содержатся сильные поглотители (бор, кадмий, ртуть и т. п.). Распределение тепловых нейтронов при данном соотношении (рис. 37) существенно отличается от рассмотренного выше (при $\tau_1 < \tau_2$).

После замедления нейтроны, как в случае $\tau_1 < \tau_2$, начнут диффундировать из скважины в пласт. Однако в отличие от

первого случая, это направление диффузии нейтронов сохраняется при любых t . Максимум их плотности в скважине около ее стенки быстро исчезает. Через некоторое время $t_{ac} \approx 0,8$ мс установится асимптотическое распределение нейтронов, при котором максимум их плотности по координате ρ будет на оси скважины. Основные потоки нейтронов в этом случае будут направлены из скважины в пласт (Б) и из зоны источника вдоль оси скважины (А).

Как видно из рис. 37, распределения $n(z, t)$ для разных $t \geq t_{ac}$

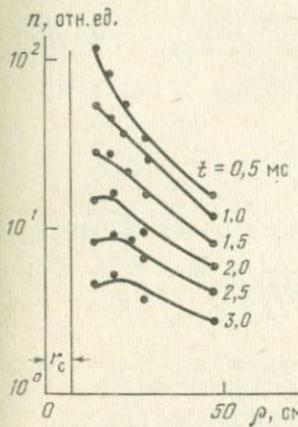


Рис. 36. Измеренные радиальные распределения тепловых нейтронов в двухслойной среде при $t_1 < t_2$. Скважина не обсажена, заполнена пресной водой. Пласт плотного известняка с $k_n = 0,005$

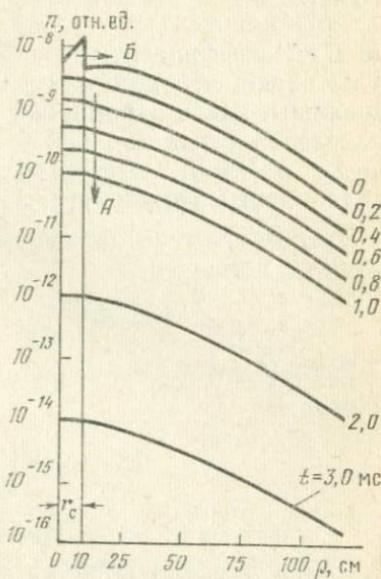


Рис. 37. Радиальное распределение и направления основных потоков тепловых нейтронов (стрелки) в двухслойной среде при $t_1 > t_2$.

Скважина заполнена пресной водой. песчаный пласт насыщен минерализованной водой, 200 г/л NaCl, $k_n = 0,2$. длина зонда 100 см

$\geq t_{ac}$ подобны друг другу (отличаются на множитель, независимый от координаты ρ); максимум плотности нейтронов не отодвигается от стенки скважины, и влияние пласта на поле нейтронов в скважине мало. В этом случае имеет место обратная по сравнению с предыдущей картину распределения тепловых нейтронов: даже при $t \geq t_{ac}$ основная их доля будет сосредоточена в скважине. Поэтому оценка свойств пласта по результатам измерений в скважине весьма затруднительна.

Распределение тепловых нейтронов в скважине при $t_1 > t_2$ описывается асимптотической формулой, которая получается следующим образом. Допустим, что потоком нейтронов из пласта в скважину можно пренебречь, тогда задача сводится

к оценке краевых эффектов в цилиндрической модели, которая рассматривается в разделе V.

При $r_c \ll M$, где $M = \sqrt{L^2_{31} + D_1 t}$,

$$n(t, z) \Big|_{\tau_2 \ll \tau_1} = C \frac{\exp \left\{ - \left[\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{5.78}{R^2} D_1 \right) t + \frac{z^2}{4(L^2_{3,1} + D_1 t)} \right] \right\}}{\sqrt{4\pi(L^2_{3,1} + D_1 t)}}, \quad (\text{IV. 11})$$

где C — коэффициент, не зависящий от t и z . Из этой формулы видно, что при $\tau_1 > \tau_2$ нейтроны распространяются вдоль скважины, как в одномерной задаче, причем ширина этого распределения такая же, как в однородной среде с параметрами $L_3 = L_{31}$ и $D = D_1$. Отток тепловых нейтронов из скважины в пласт учитывается в (IV.11) множителем $\exp[-5.78/R^2)D_1 t]$.

Этот множитель определяет $\tau_{\text{эфф}}^*$ — предел, к которому стремится $\tau_{\text{эфф}}$ при $\tau_2 \rightarrow 0$:

$$\tau^* = \tau_{\text{эфф}} \Big|_{\tau_2 \rightarrow 0} = \left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{5.78}{r_c^2} D_1 \right]^{-1}.$$

Если $\tau_2 \neq 0$, $\tau_{\text{эфф}}$ должно удовлетворять одновременно двум условиям:

$$\tau_1 \geq \tau_{\text{эфф}} \geq \left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{5.78}{r_c^2} D_1 \right]^{-1}; \quad (\text{IV. 12})$$

$$\tau_1 \geq \tau_{\text{эфф}} \geq \tau_2. \quad (\text{IV. 13})$$

При $\tau^* \geq \tau_2$ выполняется условие (IV.12), а при $\tau^* < \tau_2$ — (IV.13). При большом r_c — таком, что выполняется неравенство

$$r_c \gg 2.5 \sqrt{D_1 \tau_1}, \quad (\text{IV. 14})$$

величина

$$\tau_{\text{эфф}} \approx \tau_1.$$

Если r_c мал настолько, что $\tau^* < \tau_2$, $\tau_{\text{эфф}}$ будет зависеть от τ_2 , а при каких-то очень малых $r_c < r_{c1}$ (где r_{c1} — величина, определяемая нейтронными параметрами) $\tau_{\text{эфф}} \approx \tau_2$.

Эти зависимости $\tau_{\text{эфф}}$ от d_c иллюстрируются расчетным графиком (рис. 38, a), на котором видны интервалы $d_c < d_{c1}$ для разных внешних сред и асимптотическое приближение $\tau_{\text{эфф}}$ к τ_1 с увеличением диаметра скважины.

Эффективный коэффициент диффузии тепловых нейтронов $D_{\text{эфф}}$ равен D_1 лишь при $\tau_2 \ll \tau_1$ или при очень больших d_c . В этих случаях все тепловые нейтроны, достигшие индикатора, пройдут только по скважине. Если $\tau_2 \neq 0$, а диаметр скважины не очень велик, заметная доля тепловых нейтронов, регистрируемых индикатором, пришла из пласта, и $D_{\text{эфф}}$ отличается от D_1 , приближаясь к D_2 . При малых диаметрах скважины и $\tau_2 \neq 0$ значения $D_{\text{эфф}}$ будут совпадать со значениями D_2 . Если d_c очень велик, $D_{\text{эфф}} = D_1$. При промежуточных диаметрах $D_{\text{эфф}}$ тем ближе

к D_2 , чем больше отношение D_2/D_1 (т. е. чем больший поток нейтронов проходит по пласту) и чем больше τ_2 . Эти зависимости $D_{\text{эфф}}$ от различных факторов видны на расчетном графике (рис. 38).

Сравнивая рассмотренные асимптотические по t распределения тепловых нейтронов, можно заметить, что при $\tau_1 < \tau_2$ исходные параметры пласта τ_2 и D_2 связаны с показаниями индика-

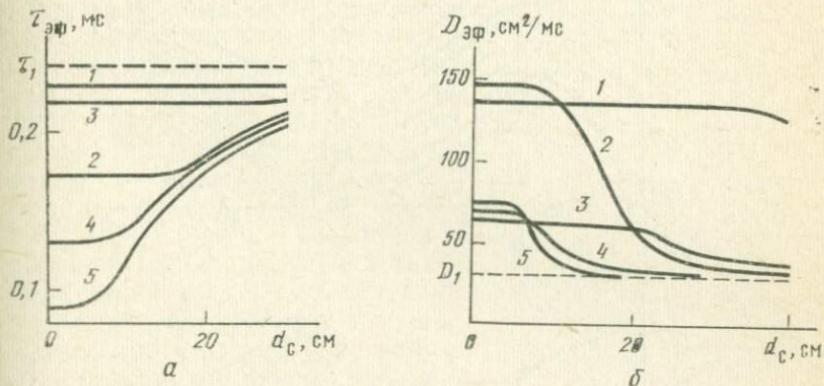


Рис. 38. Зависимость параметров $\tau_{\text{эфф}}$ (а) и $D_{\text{эфф}}$ (б) от диаметра заполненной пресной водой скважины, пересекающей пласт песчаника.

Пористость пласта и концентрация NaCl в пластовой воде соответственно:
1 — 0,2, 200 г/л; 2 — 0,2, 300 г/л; 3 — 0,4, 100 г/л; 4 — 0,4, 200 г/л; 5 — 0,4, 300 г/л

тора [см. формулу (IV.10)]. В этом случае результаты измерений $n(z, t)$ можно интерпретировать аналогично тому, как это было описано выше для однородной среды.

8. ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДЕ, ПЕРЕСЕЧЕННОЙ ОБСАЖЕННОЙ СКВАЖИНОЙ

Реальная скважина представляет собой многослойную среду, в которой чередуются слои с высоким содержанием водорода (вода, цемент) со слоями с низким его содержанием (прибор, обсадная колонна). Неоднородность по водородосодержанию приводит к неравномерному распределению плотности замедления тепловых нейтронов, т. е. к неравномерности начального распределения их. К концу замедления повышенные значения плотности тепловых нейтронов будут отмечаться в каждом водородсодержащем слое — в жидкости между прибором и колонной, в цементе. Эта картина подтверждается расчетами [4].

В процессе диффузии и захвата, тепловые нейтроны перераспределяются, и максимумы в цементе и жидкости, заполняющей скважину, исчезают. Если $\tau_2 > \tau_1$, при $t > t_{ac}$ ($t > 1$ мс)

устанавливается радиальное распределение тепловых нейтронов, монотонно убывающее к оси скважины (рис. 39).

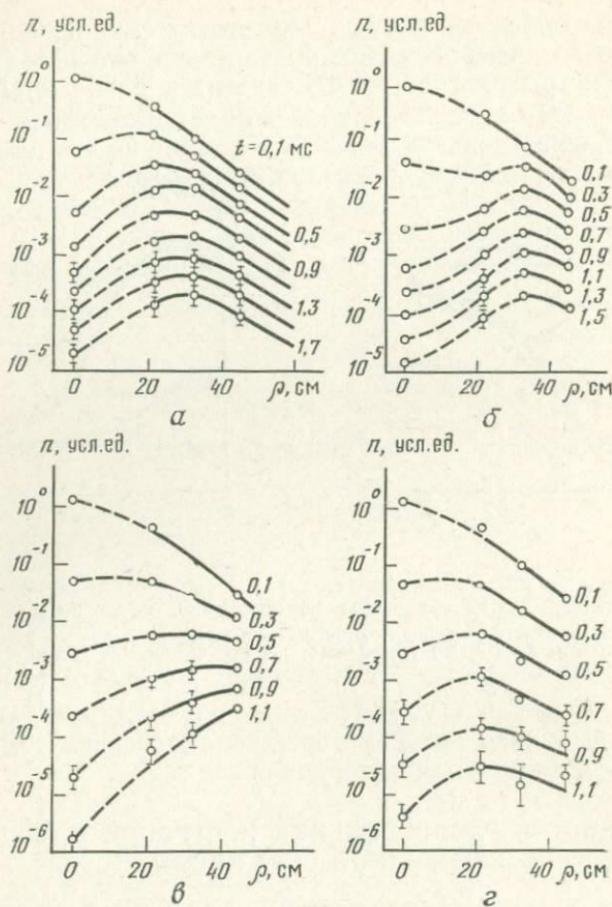


Рис. 39. Радиальное распределение плотности тепловых нейтронов в пласте, пересеченном скважиной. Пласти песчаника с $k_{\text{пп}}=0.2$; *а* — нефтенасыщенный; *б* — нефтенасыщенный с проникновением минерализованной воды на глубину 10 см; *в* — то же, на глубину 24 см; *г* — заполненный минерализованной водой. Скважина обсажена, $d_{\text{с}}=195$ мм, $d_{\text{кол}}=125$ мм, цемент осолонен, минерализация воды в колонне 250 г/л NaCl

Таким образом, неоднородность скважинной среды приводит к возмущениям нейтронного поля, убывающим со временем t ; при $\tau_2 > \tau_1$ и $t > t_{\text{ac}}$ неоднородности становятся несущественными, и распределение приближается к распределению в идеализированной двухслойной геометрии. Это согласуется с резуль-

татами экспериментальных исследований, которыми была подтверждена возможность использования формулы (IV.10).

Результаты указанных измерений приведены на рис. 40, из которого видно, что декремент затухания функции $n(t)$ при $t > 1$ мс практически одинаков в обсаженной и необсаженной скважине.

Из изложенного следует, что если эффективное среднее время жизни тепловых нейтронов в скважине (τ_1) меньше, чем в пласте (τ_2), величина декрементов затухания плотности тепловых нейтронов в скважине и в однородном пласте с увеличением времени задержки приближаются друг к другу. Это справедливо при любых вариациях конструкции и заполнении скважины. Однако время выхода зависимости $n(t)$ на асимптоту определяется свойствами скважинной среды и пласта, а также геометрией скважины. Помехи от скважины при одном и том же ее заполнении убывают тем раньше, чем больше τ_2 в пласте. На рис. 41 видно, что зависимость $n(t)$ в пласте с неминерализованной водой выполняется начиная с $t > 0,7$ мс; при минерализации воды 83 г/л NaCl — с $t > 1$ мс, при минерализации 200 г/л NaCl — с $t > 1,4$ мс; помехи от скважины убывают тем раньше, чем больше минерализация скважинной жидкости. Из рис. 42 видно, что при заполнении скважины пресной водой кривая $n(t)$ выполняется начиная с 0,8 мс, а при заполнении соленой водой начиная с 0,3 мс. Увеличение минерализации жидкости в скважине приводит к более крутым спадам левой части кривой $n(t)$.

Жидкость в скважине, так же как и колонна, кожух прибора и т. п., является экраном для тепловых нейтронов, прозрачность которого уменьшается с увеличением концентрации солей хлора и бора, соответственно уменьшается плотность тепловых нейтронов на оси скважины: чем меньше τ_1 , тем меньше их плотность на оси скважины (см. рис. 42). Отношение плотности нейтронов в скважине к плотности нейтронов в близлежащей части пласта за счет разницы поглощения их (без учета диффузионных перетоков) уменьшится к моменту t_{ac} на множитель $\exp[-(1/\tau_1 - 1/\tau_2)t_{ac}]$.

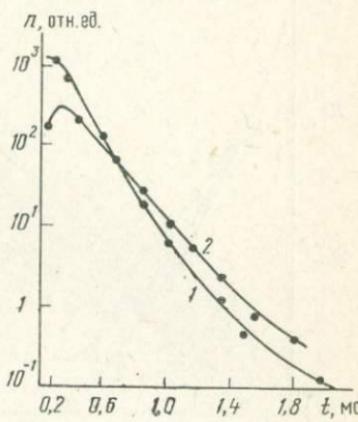


Рис. 40. Влияние конструкции скважины на временное распределение плотности тепловых нейтронов в модели нефтегазового известняка.

1 — скважина не обсажена, заполнена пресной водой; 2 — скважина обсажена, заполнена парафином.
 $d_c = 258$ мм, $k_n = 0,2$, длина зонда 16 см

По данным работы [21], изменением минерализации жидкости в колонне от нуля до 250 г/л NaCl приводит к изменению плотности тепловых нейтронов на оси скважины на 23% при $d_c = 7,3$ см, $d_{\text{кол}} = 12,5$ см и на 40% при $d_c = 30$ см и $d_{\text{кол}} = 15$ см. Декремент затухания λ_n при указанных условиях изменяется мало (не более чем на 1—2% для $d_c = 17,3$ см и 4—5% для

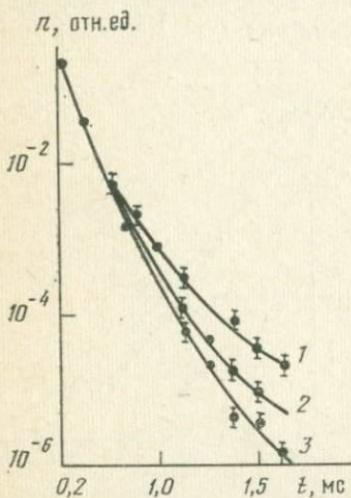


Рис. 41. Влияние минерализации пластовой воды на временное распределение плотности тепловых нейтронов в обсаженной скважине, пересекающей песчаный пласт с $k_{\text{пп}} = 0,2$.

Минерализация воды, г/л NaCl: 1 — 0; 2 — 83; 3 — 200

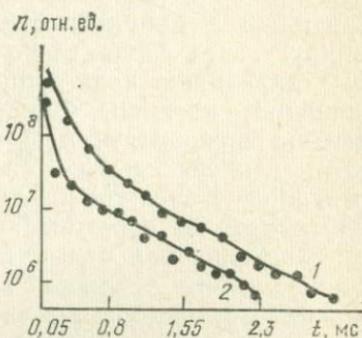


Рис. 42. Влияние минерализации промывочной жидкости на временное распределение тепловых нейтронов в необсаженной скважине.

Минерализация жидкости в скважине, г/л NaCl: 1 — 0; 2 — 100. $d_c = 200$ мм, длина зонда 35 см. Пласт песчаника с $k_{\text{пп}} = 0,05$ насыщен пресной водой

$d_c = 30$ см). Данные получены с прибором диаметром 90 мм при $t \approx 1$ мс.

Обсадная колонна уменьшает t_1 и t_{ac} и приводит примерно к такому же эффекту, как и осолонение жидкости в скважине. Измерения на моделях пластов показали, что в заполненной жидкостью скважине диаметром 190 мм введение колонны уменьшает t_{ac} с 1,2 до 0,9 мс в плотном известняке и в 1,2 до 1 мс в пористом ($k_{\text{пп}} = 0,16$). При $t > t_{\text{ac}}$ ход измеренных кривых (декремент λ_n) одинаков.

Влияние диаметра скважины. Изменение диаметра скважины приводит к изменению начального распределения тепловых нейтронов и условий их диффузии.

При начальной энергии нейтронов 14,1 МэВ и диаметре скважины более 40—50 мм плотность надтепловых нейтронов уменьшается с увеличением d_c , при этом отношение плотностей

тепловых нейтронов в пласте и на оси скважины растет, что связано с уменьшением плотности нейтронов на оси скважины. В результате увеличивается t_{ac} , одновременно уменьшаются показания индикатора на оси скважины. При приближении к стенке скважины эти эффекты уменьшаются.

Результаты экспериментальных исследований влияния диаметра необсаженной скважины [11] приведены на рис. 43. Например, при расположении измерительного прибора на оси скважины изменение диаметра скважины приводит к уменьшению плотности нейтронов примерно в 10 раз, если скважина заполнена пресной водой, и в 800 раз, если вода минерализована (200 г/л NaCl). Когда прибор находится у стенки скважины, соответствующие изменения не превышают 50—70 %.

Декремент затухания плотности тепловых нейтронов при $t > t_{ac}$ существенно меньше зависит от диаметра скважины, так как он определяется главным образом скоростью убывания плотности тепловых нейтронов в пласте около стенки скважины. Некоторое увеличение декремента с увеличением диаметра скважины связано с параметрами Λ_z и Λ_ρ в формуле (IV.10), а уменьшение плотности нейтронов на оси скважины — с коэффициентом A в той же формуле. Например, в необсаженной скважине, заполненной пресной водой, при увеличении диаметра от 150 до 300 мм значение λ_n на оси скважины увеличивается примерно на 10—12% и практически не изменяется на ее стенке [11]. В обсаженной скважине влияние диаметра меньше, чем в необсаженной. Это объясняется меньшим средним временем жизни нейтронов (за счет захвата их в металле колонны) и большим эффективным коэффициентом диффузии тепловых нейтронов (за счет меньшего среднего содержания водорода). В работе [21] показано, что при изменении диаметра обсаженной скважины,

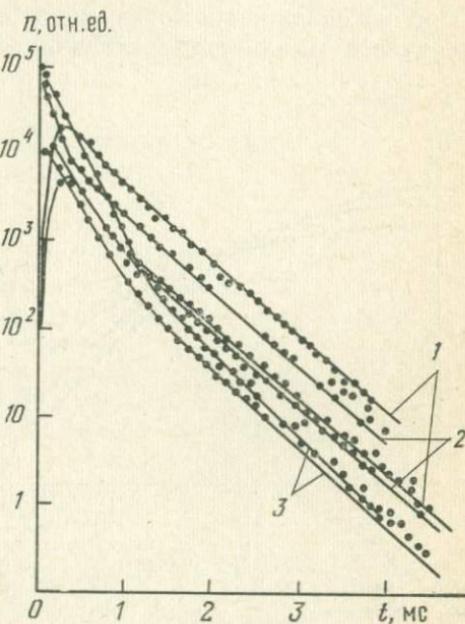


Рис. 43. Влияние диаметра необсаженной скважины, заполненной пресной водой, и положения в ней прибора на распределение плотности тепловых нейтронов во времени.

d_c , мм: 1 — 150, 2 — 250, 3 — 300. 1 — прибор на оси скважины; 2 — прибор у стенки скважины. Пласт песчаника с $k_n = 0,12$

заполненной пресной водой, от 20 см ($d_{\text{кол}} = 12,5$ см) до 30 см ($d_{\text{кол}} = 15$ см) λ увеличивается на 1÷10% в зависимости от τ пласта.

Влияние положения прибора в скважине. Смещение прибора от оси скважины к ее стенке приводит к более раннему выходу зависимости $n(t)$ на асимптотику по времени, т. е. к меньшему влиянию скважины. Когда скважина обсажена, положение измерительного прибора ограничивается колонной, поэтому его

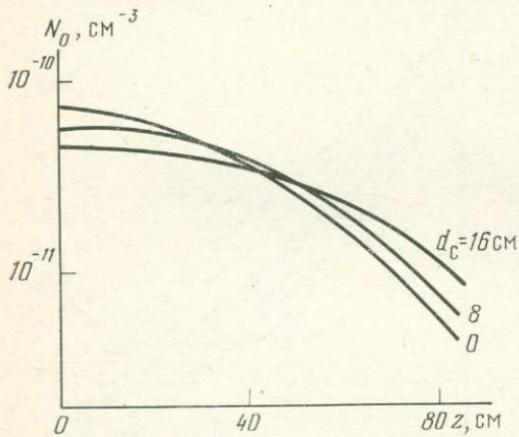


Рис. 44. Расчетные распределения надтепловых нейтронов вдоль оси сухой скважины, пересекающей пласт песчаника с $k_n = 0,03$

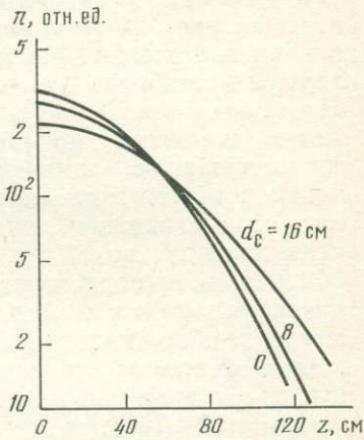


Рис. 45. Расчетные распределения плотности тепловых нейтронов вдоль оси сухой скважины, пересекающей пласт плотного песчаника с $k_n = 0,03$ при задержке 2,4 мс

отклонение от оси скважины влияет меньше, чем в необсаженной скважине. Влияние положения колонны в скважине сказывается примерно так же, как и положение прибора, но помехи в этом случае не велики. При $t > t_{\text{ac}}$ эксцентрикситет в положении колонны и прибора приводит к изменению числа регистрируемых нейтронов на 30—40% при диаметре прибора 90 мм и скважины 350 мм ($d_{\text{кол}} = 150$ мм) и на 16—22% при диаметре скважины 200 мм ($d_{\text{кол}} = 125$ мм); соответствующие изменения не превышают 4% [21]. При меньшем диаметре прибора влияние его положения в скважине сильнее. В этом случае увеличивается слой воды вокруг прибора. Перемещение прибора диаметром 42 мм от центра скважины к стенке изменяет плотность тепловых нейтронов в 3—4 раза для заполненных соленой водой (250 г/л NaCl) скважин диаметром 190 и 300 мм и колонны 125 мм.

Распределение нейтронов в сухой скважине. Этот случай является особым, так как нейтроны имеют возможность свободного пролета по сухой скважине.

Характерной особенностью распределения плотности нейтронов в сухой скважине является уменьшение градиента поля в направлении оси скважины (рис. 44 и 45), что связано с преимущественным переносом нейтронов по скважине.

Расчеты и эксперименты показывают, что при измерениях в сухой скважине определяемые по формуле (IV.10) величины Λ_2^2 и D_2 больше аналогичных величин, соответствующих однородной среде, в то время, как величина τ_2 определяется с малой погрешностью.

9. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАММА-КВАНТОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА В СРЕДЕ СО СКВАЖИНОЙ

Пространственное и особенно временное распределение гамма-излучения, возникающее при радиационном захвате тепловых нейтронов, в основном определяется пространственно-временным распределением тепловых нейтронов. Однако различия между распределениями нейтронов и гамма-излучения в среде со скважиной более существенны, чем в однородной среде, и зачастую благоприятны для использования гамма-излучения в прикладных целях. Пространственное распределение гамма-излучения в среднем более пологое, чем нейтронов. Эффект сглаживания распределения гамма-излучения возникает вследствие больших пробегов μ^{-1} гамма-квантов, чем нейтронов. Это различие особенно заметно в скважинах, заполненных минерализованной водой и имеющих цемент, осолоненный пластовой водой. Поскольку пробег гамма-излучения в воде больше пробега нейтронов, показания ИНГК при изменении диаметра скважины и состава жидкости в ней изменяются меньше, чем показания ИННК. На рис. 46 сравниваются полученные методом Монте-Карло пространственно-временные распределения тепловых нейтронов и гамма-квантов в пласте нефтеносного песчаника, пересеченном скважиной, заполненной пресной водой. Из графиков видно, что с увеличением времени плотность тепловых нейтронов в скважине и прилегающей к ней зоне пласта быстро уменьшается; формируется характерный для ИННК (при $\tau_1 < \tau_2$) минимум плотности тепловых нейтронов.

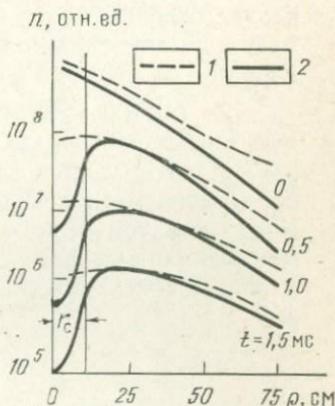


Рис. 46. Сопоставление радиальных распределений тепловых нейтронов (2) и гамма-квантов радиационного захвата (1) в пласте, пересеченном скважиной. Пласт нефтеносный песчаника с $k_n=0,2$. Скважина заполнена пресной водой, $d_c=200$ мм

нов в прискважинной области. В отличие от этого пространственное распределение гамма-квантов остается сглаженным, и величины потока фотонов на оси скважины и вблизи ее стенки различаются несущественно. С увеличением t в скважине увеличивается доля гамма-квантов, возникших в пласте. Это обстоятельство определяет относительно более слабую, чем при ИННК, зависимость показаний ИНГК от параметров скважины и расположения в ней измерительного прибора при сохранении высокой чувствительности к параметрам пласта.

Теоретический анализ зависимости величины потока гамма-квантов радиационного захвата от свойств пласта и скважины показал, что при малых временах задержки поток гамма-излучения на оси скважины $N_\gamma(z, t)$ может быть представлен в виде

$$N_\gamma(z, t) = \frac{i_1}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) a(z) + \frac{i_2}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) b(z), \quad (\text{IV. 15})$$

где индексы «1» и «2» обозначают скважинную среду и пласт соответственно; i_1, i_2 — среднее число гамма-квантов, излучаемых на один захваченный нейтрон; a и b — коэффициенты, зависящие от размера зонда.

При $t \leq 100 \div 200$ мкс первое слагаемое в (IV.15), как следует из теоретических расчетов, в несколько раз больше второго. Поэтому при таких временах основная часть излучения образуется в скважине, а спад во времени плотности потока гамма-квантов определяется величиной τ_1 . С увеличением времени задержки доля излучения из скважины уменьшается, а зависимость $\Phi_\gamma(z, t)$ при $t > t_{ac}$, $t_{ac} \approx 500$ мкс приобретает вид

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma(t, z, C_2, k_n, C_1, d_c) = & (i_2/\tau_2) \exp[-t(1/\tau_2 + \\ & + \Delta)] \psi(z, k_n, C_1, d_c). \end{aligned} \quad (\text{IV. 16})$$

Здесь C_1 и C_2 — концентрация поглощающих тепловые нейтроны примесей в скважинной и пластовой жидкости соответственно, обычно измеряемая в г/л NaCl; Δ — поправка, характеризующая отклонение временного распределения $\Phi_\gamma(t)$ от экспоненциальной зависимости $\exp(-t/\tau_2)$.

Величина Δ является функцией параметров скважины и пласта, имеет сложный вид, но в первом приближении связью Δ с C_2 можно пренебречь по сравнению с изменением величины τ_2^{-1} . Кроме того, Δ слабо зависит от C_1 и d_c и определяется главным образом значением z . Функция Ψ не зависит от t и C_2 , в основном она определяется величинами C_1 и d_c . Следовательно, при $t > t_{ac}$ распределение $\Phi_\gamma(t)$ зависит в значительной мере от τ_2 , т. е. от нейтронных свойств пласта.

Поток гамма-излучения. Из формулы (IV.16) видно, что отношения потоков гамма-квантов, измеренных одним зондом при двух значениях времени t , больших t_{ac} , а также двумя зондами при фиксированном значении t , слабо зависят от минерализации скважинной жидкости и диаметра скважины¹.

Рассмотрим экспериментальные данные о влиянии изменения скважинных условий на показания ИНГК. При малых временах ($t < 500$ мкс) в моделях известняка с пористостью 0,5 и 16% изменение солености воды, насыщающей пласт, от нуля до 250 г/л NaCl приводит к изменению потока гамма-квантов не более чем на 20—30%. В то же время при изменении скважинных условий (например, при замене пресной воды в скважине соленой) поток гамма-излучения изменяется более чем в 10 раз, поскольку максимум плотности тепловых нейтронов в этот период t находится в скважине (рис. 47). При увеличении времени задержки влияние скважины резко уменьшается, а влияние пласта увеличивается. В табл. 7 представлены экспериментальные данные о зависимости скорости счета во временном интервале 500—2500 мкс и отношения показаний ИНГК на двух зондах от диаметра и заполнения скважины и от расположения в ней прибора. Изменение показаний ИНГК как на малом, так и на большом зондах не превышает 10% при изменении диаметра скважины и перемещении прибора от оси скважины к ее стенке. Изменение солености цемента показания изменяются на 30%.

Изменение плотности тепловых нейтронов при одних и тех же условиях значительно больше изменения плотности гамма-квантов. Эти данные (см. рис. 47) согласуются с результатами, полученными на модели песчаника с $k_{\pi}=0,2$ при измерениях в фонтанных трубках. Аналогичные измерения в моделях известняка с пористостью 0,5% также показывают меньшее влияние скважины: так, изменение диаметра и расположения при-

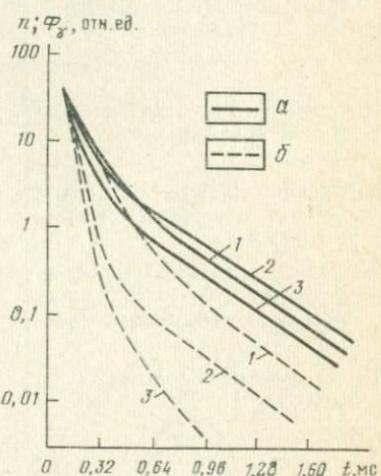


Рис. 47. Сопоставление влияния минерализации скважинной жидкости на временные распределения тепловых нейтронов (а) и гамма-квантов (б) радиационного захвата в модели пласта песчаника с $k_{\pi}=0,2$.

1 — скважина заполнена пресной водой; скважина заполнена минерализованной водой, минерализация: 2 — 50, 3 — 200 г/л NaCl

¹ Влияние скважины на показания ИНГК изучалось Н. В. Поповым, Ф. А. Куриленко, Л. З. Цлавом, С. А. Кантором, В. Ф. Горбуновым и др.

бора в скважине изменяют показания ИНГК не более чем на 5%; при изменении заполнения скважины и солености цемента показания изменяются на 20%.

Таблица 7

**Зависимость результатов ИНГК от параметров скважины
(нефтеносный известняк, $k_n = 0,16$)**

Изменение условий в скважине	z , см	Изменение скорости счета, %	Погрешность в скорости счета, %	Изменение отношений на двух z , %	Погрешность в отношении, %
Изменение диаметра необсаженной скважины от 250 до 300 мм	20 80	5 7	3	3	5
Смещение прибора от центра к стенке скважины диаметром 300 мм	20 80	10 7	3	2	5
Введение обсадки; скважина диаметром 300 мм заполнена пресной водой, цемент пресный	20 80	25 20	5	5	7
То же, цемент соленый (250 г/л NaCl)	20 80	20 30	5	10	7

Декремент затухания потока гамма-квантов радиационного захвата λ_γ . Этот декремент так же, как и декремент затухания плотности тепловых нейтронов λ_n , зависит от нейтронных свойств пласта и от параметров ближней зоны. С увеличением времени задержки зависимость λ_γ от состава и геометрии ближней зоны ослабевает. На рис. 48 приведены результаты

Таблица 8

Результаты измерений параметра τ_9 мкс по ИНГК в моделях при различной конструкции скважины

Характеристика пласта	d_c , мм	Наличие обсадной колонны и цемента	τ_9 , мкс		
			Временной интервал, мс	0,6–1,1	1,1–2,2
Известняк, $k_n = 0,5\%$	200	Нет	390	500	540
		Есть	450	540	560
Песчаник, $k_n = 20\%$	225	Есть	320	330	330
		Есть	320	320	330

Примечание. В случае песчаника цемент за обсадной колонной осолонен 250 г/л NaCl.

измерения величины $1/\lambda_1 = \tau_3$ модели известняка. В интервале времен задержек 1,5—2,9 мс изменение τ_3 не превышает погрешности эксперимента ($\approx 20\%$); при меньших временах прослеживается увеличение параметра τ_3 с уменьшением диаметра скважины. В табл. 8 содержатся результаты оценки τ_3 в пластах известняка и песчаника для нескольких временных интервалов и параметров ближней зоны.

Сравнение данных экспериментов и расчетов показывает, что λ_1 значительно меньше, чем λ_n , зависит от вариации параметров ближней зоны, а время задержки t_{ac} , начиная с которого временное распределение $N_1(t)$ аппроксимируется экспо-

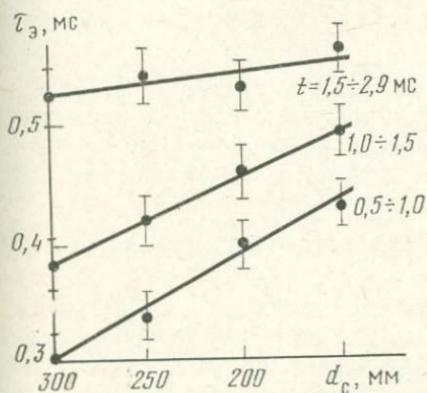


Рис. 48. Измеренная зависимость τ_3 от диаметра скважины в модели пласта известняка с $k_p = 0,5\%$.

Скважина и пласт заполнены пресной водой. Длина зонда 60 см

ненциальной зависимостью, несколько меньше, чем соответствующее время для тепловых нейtronов.

В реальных скважинах при проведении ИНГК величина t_{ac} изменяется от 100—200 до 1200 мкс. Нижний предел относится к высокопористым пластам с высокой минерализацией воды, заполняющей пласт и скважину, верхний — соответствует измерениям в необсаженных скважинах большого диаметра (более 250 мм) против пластов с низким водородосодержанием и большими значениями τ_2 . На рис. 49 показаны эксперименталь-

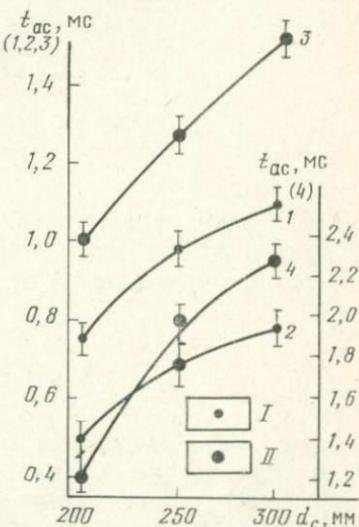


Рис. 49. Зависимость времени выхода на асимптотику временного распределения нейтронов и гамма-квантов от диаметра скважины.

I — ИНГК; II — ИННК. Пласт известняка с k_p : I и 4 — 0,005; 2 и 3 — 0,16. Скважина обсажена, заполнена пресной водой. Длина зонда 50 см

ные зависимости t_{ac} от диаметра скважины, полученные на монолитах известняка.

Размер зонда при $t < t_{ac}$ оказывает существенное влияние на величину параметра λ_γ . Так, в интервале 20 см $< z <$ 80 см величина $1/\lambda_\gamma$ изменялась от 0,44 до 0,5 мс при $k_p = 60\%$ и от 0,55 до 0,63 мс при $k_p = 0,5\%$. Эти данные свидетельствуют о том, что переток тепловых нейтронов за счет их диффузии оказывает заметное влияние на временное распределение гамма-квантов радиационного захвата. Поэтому имеются предпосылки для определения коэффициента диффузии тепловых нейтронов по временным распределениям ИНГК, измеренным в скважине на нескольких зондах.

V. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В СРЕДАХ, ОГРАНИЧЕННЫХ ПО РАЗМЕРАМ

10. НЕСТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ В МОДЕЛЯХ ПЛАСТОВ

При использовании моделей пластов горных пород следует учитывать влияние краевых эффектов. Ниже дается оценка величины этих эффектов в зависимости от размеров моделей и свойств моделируемой породы.

Модели пластов цилиндрической формы

При оценке краевых эффектов в цилиндрических моделях для упрощения решения задачи можно сделать следующие допущения; высота цилиндра много больше его диаметра, что позволяет пренебречь краевыми эффектами, связанными с торцами цилиндра; внешняя поверхность модели граничит с вакуумом, т. е. нейтроны, вылетевшие из модели, обратно не возвращаются; внутренняя среда — без скважины и однородна.

Распределение надтепловых нейтронов в цилиндрической модели рассматривается для случая, когда точечный моноэнергетический источник и индикатор нейтронов размещаются на оси модели на расстоянии z друг от друга. Решение краевой задачи для этого случая в возрастном приближении теории замедления при сделанных выше допущениях имеет вид

$$N(z, R, L_3) = N_0(z, \infty, L_3) G(R, L_3), \quad (\text{V. } 1)$$

где $N_0(z, R, L_3)$ — функция распределения плотности надтепловых нейтронов вдоль оси модели; R — экстраполированный радиус модели; $N(z, \infty, L_3)$ — описывается формулой (III.11) при $r=z$; функция $G(R, L_3)$ учитывает конечные размеры модели и описывается выражением

$$G(R, L_3) = \frac{2\pi L^2_3}{R^2} \sum_j \frac{\gamma_j Y_0(\gamma_j)}{J_1(\gamma_j)} e^{-\gamma_j^2 L^2_3 / R^2}. \quad (V.2)$$

где J_1 и Y_0 — функции Бесселя первого и второго рода и первого и нулевого порядка соответственно; γ_j — j -тый корень уравнения $J_0(\gamma) = 0$.

Как видно из формулы (V.2), $G(R, L_3)$ является функцией отношения R/L_3 , т. е.

$$G(R, L_3) = G(R/L_3). \quad (V.3)$$

Функция $G(R/L_3)$ при изменении величины отношения R/L_3 от 0 до ∞ монотонно меняется от 0 до 1. Практический интерес представляет такая величина отношения R/L_3 , при которой G отличается от единицы не более чем на заданную малую величину ε , т. е. когда краевыми эффектами можно пренебречь. График функции $G(y)$, где y — аргумент функции G [в формуле (V.3) $y=R/L_3$], приведен на рис. 50.

Из этого графика видно, что если, например, задаться $G \geq 0,9$, то $R/L_3 \geq 2,06$, а если $G \geq 0,95$, то $R/L_3 \geq 2,25$.

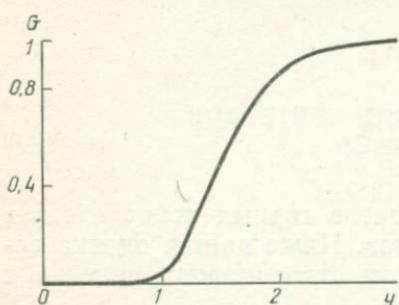


Рис. 50. График функции $G(y)$

Из сказанного можно сделать следующие выводы.

В том случае, когда объемная влагонасыщенность цилиндрической модели пласта меньше 0,1, а источник и индикатор нейтронов находятся на оси модели, величина краевых эффектов не зависит от z . В модели с большим $k_{\text{пп}}$, но того же размера, краевые эффекты будут меньшими. Отношение показаний индикаторов, расположенных на разных расстояниях от источников, искажается слабее, чем сами показания.

Отметим, что применимость возрастного приближения соответствует средам малого водородосодержания и большим L_3 . Именно при заполнении такой средой в модели данного радиуса будут наблюдаться наибольшие краевые эффекты.

Нестационарное распределение тепловых нейтронов в цилиндрической модели может быть описано аналогично функции (V.1):

$$n_R(z, t, L_3, \tau, D) = n(z, t) G(R/M), \quad (V.4)$$

где n_R — функция распределения тепловых нейтронов вдоль оси модели; $n(z, t)$ — описывается формулой (III.29), в которой надо положить $r=z$; $G(R/M)$ — функция, аналогичная (V.2), но в которой длина замедления (L_3) заменена длиной миграции нейтрона

$$M_n = \sqrt{L^2_3 + Dt}.$$

Отсюда следует, что сделанные выше выводы о краевых эффектах при регистрации надтепловых нейтронов полностью переносятся на рассматриваемый случай, если в них заменить L_3 на M_n .

Существенным является то, что краевые эффекты при ИНК оказываются зависящими от времени t , увеличиваются с ростом t и могут превысить допустимый уровень. Поэтому в конкретной модели всегда надо определять краевые эффекты при наибольшем времени t , которое будет использоваться в измерениях. Отношение показаний индикаторов, расположенных на разных расстояниях от источника,искажается краевыми эффектами существенно меньше, чем сами показания. Следовательно, даже если в такой модели наблюдаются заметные изменения показаний индикаторов за счет краевых эффектов, в ней все же можно определять по двухзондовой методике коэффициент диффузии тепловых нейтронов. В табл. 9 приведены результаты расчета минимального радиуса модели R_{min} для некоторых типичных сред.

Таблица 9
Минимальные размеры цилиндрических моделей
при измерении интенсивности излучения ИНК

Порода	Модель			t , мс	R_{min} (см) при измерении				
	L_3 , см	D , см ² /мс	τ , мс		тепловых нейтронов		гамма-квантов		
					$\varepsilon=0,1$	$\varepsilon=0,05$	$\varepsilon=0,1$	$\varepsilon=0,05$	
Песчаник с водой, k_p :									
0,4	14,4	74	0,4	1	54	62	60	75	
				3	58	72	63	79	
0,18	20,4	141	0,8	1	64	78	70	88	
				3	70	84	76	93	
0,08	27,2	230	1,2	1	72	89	81	100	
				3	83	98	90	109	
Известняк плотный	29,5	222	0,7	1	74	92	85	102	
				3	84	103	88	110	
Насыпной сухой песок	50	440	1,8	3	—	—	153	167	

Иное положение с определением τ по декременту λ . В отличие от безграничной среды, в модели этот декремент будет стремиться с увеличением t не к $1/\tau$, а в соответствии с формулами (V.2) и (V.4) к

$$\lambda_R^{(\infty)} = \frac{1}{\tau} + \frac{\gamma_1^2 D}{R^2}. \quad (V.5)$$

Таким образом, если ставится задача определения τ по указанной методике в модели, надо сначала убедиться, что добавка $\gamma_1^2 D/R^2$ пренебрежимо мала по сравнению с ожидаемой величиной $1/\tau$, где $\gamma_1^2 = 5,78$ для моделей пластов цилиндрической формы. В табл. 10 приведены значения R_{min} при измерении декремента λ_n по данным ИННК.

Таблица 10
Минимальные размеры цилиндрических моделей
при измерении декремента λ_n по ИННК

Модель породы	Интервал t , мс	R_{min} , см		
		$\varepsilon = 0,01$	$\varepsilon = 0,05$	$\varepsilon = 0,1$
Песчаник, k_n :				
0,4	1—2	40	35	30
	2—3	40	40	40
0,18	1—2	66	54	49
	2—3	69	59	52
0,08	1—2	92	77	69
	2—3	114	82	72
Известняк плотный	1—2	87	73	62
	2—3	98	76	68
Насыпной сухой песок	1—2	160	140	130
	2—3	170	160	150

При регистрации гамма-квантов величина краевых эффектов зависит от отношения радиуса модели к суммарной длине миграции нейтронов и гамма-квантов радиационного захвата M_τ (III.44).

Уменьшение показаний индикатора гамма-квантов на 10% за счет краевых эффектов при малых размерах зонда (не более 40 см) наблюдается при

$$R \approx 2,1 M_\tau. \quad (V. 6)$$

Равенство (V.6) хорошо выполняется при $L_a^2 + Dt \geq 450$ см², т. е. в средах с малым водородосодержанием и при больших t . При этом условии, как уже отмечалось, краевые эффекты достигают наибольшей величины и именно эти случаи нуждаются в расчетной оценке. Радиус модели, при котором наблюдается изменение показания метода на 10% за счет краевого эффекта, при регистрации гамма-квантов зависит от размера зонда. При изменении z от 0 до 100 см радиус модели может увеличиваться на 10% в среде с малым водородосодержанием и на 20% — с большим водородосодержанием.

Выше обсуждалась величина краевых эффектов для однородной модели пласта горной породы, замедляющая способ-

ность которой всегда меньше, чем замедляющая способность воды. Поэтому при проведении измерений в заполненной водой скважине, пересекающей модель пласта, влияние краевых эффектов будет меньше, чем в такой же по размерам модели без скважины.

Модели пластов, имеющие вид прямоугольных призм

Расчет краевых эффектов в призматической модели однородного пласта был проведен при тех же предположениях, что и для цилиндрической модели. Положение в моделях источника и индикатора не будем ограничивать. Оценим величину отношения $n/n_\infty = G$, где $n = n(r, a, b, c, M_n)$ — функция распределения плотности тепловых нейтронов в точке \vec{r} при положении источника в точке \vec{r}_1 внутри модели, $2a, 2b, 2c$ — экстраполированные размеры модели по осям X, Y и Z соответственно; n_∞ — функция распределения плотности тепловых нейтронов в такой же безграничной среде, описываемая формулой (III.23), в которую вместо r надо подставить $|\vec{r} - \vec{r}_1|$.

Функция

$$G = \varphi_x, \varphi_y, \varphi_z, \quad (V.7)$$

где $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ находятся по формуле:

$$\begin{aligned} \varphi_a = & \frac{\alpha V \pi}{\eta} \exp(\xi^2/4) \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sin \frac{\pi m}{\eta} \xi_0 \sin \frac{\pi m}{\eta} \xi \exp[-(\pi m/\eta)^2] + \right. \\ & \left. + \cos \frac{\pi(m+1/2)}{\eta} \xi_0 \cos \frac{\pi(m+1/2)}{\eta} \xi \exp\left(-\left[\frac{\pi(m+1/2)^2}{\eta}\right]\right) \right\}; \quad (V.8) \end{aligned}$$

$$\xi = d/M_n; \quad \xi_0 = \alpha_0 M_n; \quad \eta = d_a/M_n;$$

α — одна из координат индикатора (x, y или z); α_0 — координата источника (x_0, y_0 или z_0 соответственно); d_a — соответствующий координате экстраполированный размер модели (a, b или c).

Функции φ_x, φ_y и φ_z в зависимости от размеров модели и положений источника и индикатора меняются от нуля до единицы. Совершенно также меняется величина их произведения G . Так как функция G определяет величину краевого эффекта, то при $G=1$ краевые эффекты отсутствуют. Задавшись допустимым отклонением G от единицы, можно оценить необходимые размеры модели.

На рис. 51 приведены кривые зависимости φ^a от ξ (положения индикатора) при разных ξ_0 (положениях источника) для

размера модели соответствующего $\eta=3$. Как видно из рисунка, краевой эффект составляет, например, менее 5% при центральном положении источника и при положении индикатора на одной из осей симметрии на расстоянии не менее $0,75 M_n$ от поверхности модели.

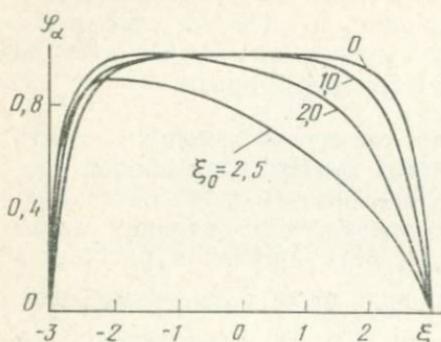


Рис. 51. График функции $\varphi_\alpha(\xi)$ для $\eta=3,0$

определена непосредственно путем химического анализа кернового материала и последующего расчета на основании его элементного состава (см. подраздел 1).

Ниже рассматривается способ экспериментального определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в породе, которую представляет керн. Такой способ может оказаться предпочтительным, в частности, когда элементы, поглощающие нейтроны, распределены по керну неравномерно и расчет среднего времени жизни по элементному составу, как показано В. Ф. Захарченко [25], приводит к большим ошибкам.

Принцип метода. Метод основан на измерении декремента затухания поля тепловых нейтронов в замедлителе конечных размеров, содержащем исследуемый образец. Эта система образец — замедлитель облучается кратковременным потоком быстрых нейтронов. Если размеры замедлителя достаточно велики, то, спустя некоторое время после вспышки нейтронов, в системе устанавливается равновесный спектр нейтронов, близкий к тепловому. Замедлитель выравнивает поле нейтронов в образце, поэтому рассеивающие нейтронные свойства образца незначительно влияют на декремент затухания нейтронов в системе. Благодаря этому, поглощение нейтронов в образце будет таким же, как и в бесконечной среде. Для определения величины τ можно пользоваться градуированной кривой, построенной на основании измерений образцов с известными средними временами жизни тепловых нейтронов.

Экспериментальная установка для измерения нейтронных параметров образцов пород. В качестве импульсного источника быстрых нейтронов можно использовать генератор нейтронов со средним выходом не менее 10^7 нейтр./с. Общий вид экспери-

11. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ПУТЕМ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗЦОВ НЕБОЛЬШИХ РАЗМЕРОВ

Величина среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах, проходимых скважиной, может быть опре-

ментальной установки показан на рис. 52. Замедлитель так же, как и керны, имеет цилиндрическую форму. В качестве материала замедлителя может быть использован плексиглас, парафин или вода. Для образцов диаметром 4 см и высотой 8 см оптимальные размеры замедлителя таковы: диаметр замедлителя 8 см, высота — 12 см. Повышение начальной плотности нейтронов достигается путем окружения замедлителя отражателем над тепловых нейтронов из смеси парафина с бором толщиной около 5 см. Вся система с детектором нейтронов защищается бор-кадмиевым экраном от рассеянного в экспериментальном помещении излучения.

Методика проведения измерений. Импульсный генератор должен работать с частотой 50—100 Гц, с длительностью нейтронного импульса около 20 мкс. Плотность тепловых нейтронов измеряется в промежутке между пульсациями генератора; анализируется кривая спада плотности тепловых нейтронов во времени $n(t)$.

На рис. 53 приведена характерная кривая $n(t)$, полученная после вычитания фона. Начиная с некоторого времени $t \geq 60 \div 100$ мкс эта кривая представляет собой экспоненту, декремент затухания которой λ_n зависит главным образом от макроскопического сечения поглощения нейтронов в образце. Влиянием рассеивающих нейтронных свойств материала керна можно в первом приближении пренебречь. Величина декремента λ_n и его средняя квадратичная ошибка рассчитываются обычными статистическими методами. Относительная ошибка в определении λ_n не должна превышать 0,25—0,5 %.

Для построения градуировочной кривой было использовано 30 эталонных образцов, τ которых изменялось от 23 до 38 000 мкс. Образцы приготавливались из смеси кварцевого песка с графитом и борной кислотой. Значения D для разных образцов составляли $(1,7 \div 5,5) \cdot 10^2$ см²/мс. Экспериментальная зависимость λ_n от Σ_a показана на рис. 54. Характерно, что в пределах погрешности измерений $\pm 0,4\%$ значения λ для всех образцов ложатся на одну плавную кривую независимо от D . С точки

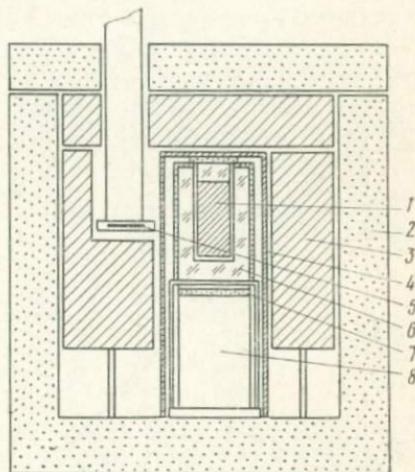


Рис. 52. Общий вид установки для измерения нейтронных параметров образцов пород.

1 — образец; 2 — борная кислота; 3 — парaffин с борной кислотой; 4 — кадмий; 5 — мишень генератора нейтронов; 6 — оргстекло; 7 — сцинтилляционный детектор ($^{10}\text{B} + \text{ZnS}$); 8 — ФЗУ

зрения измерений нейтронных параметров горных пород наибольший интерес представляет диапазон τ , равный 0,2—3 мс. Результаты замеров эталонных образцов в указанном интервале изменения τ приведены на рис. 55, из которого видно, что экспериментальные данные хорошо описываются линейной зависимостью. При измерении величины λ_n с ошибкой 0,3% относительная ошибка определения τ при $\tau \leq 1$ мс около 10%.

Изучалась зависимость λ_n от D (рис. 56). Образцы с различными D приготавливались из смеси тяжелой и легкой воды.

Величина τ образцов была одинаковой (210 мкс), что достигалось добавлением в образцы соответствующего количества бор-

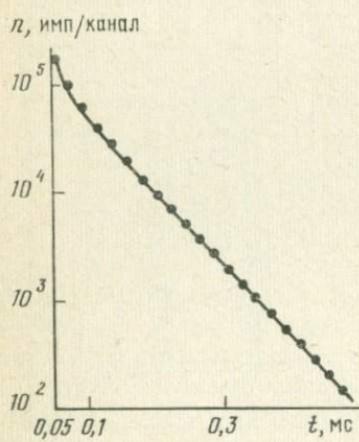


Рис. 53. Характерная измеренная кривая спада плотности тепловых нейтронов во времени

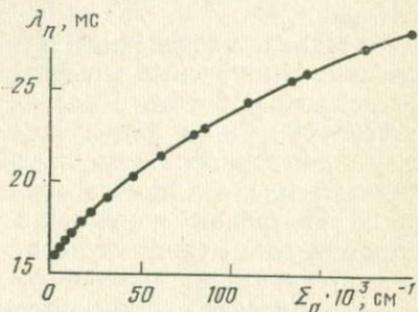


Рис. 54. Градуировочная кривая $\lambda_n (\Sigma_a)$

ной кислоты. Образец с $D = 5,5 \cdot 10^2$ см²/мс был изготовлен из кварцевого песка. Из графика видно, что в диапазоне $D = (1,7 \div 5,5) \cdot 10^2$ см²/мс зависимостью λ_n от D в пределах точности измерений можно пренебречь.

Опробование, проведенное на различных материалах, в том числе на кернах, отобранных из нефтяных скважин Татарии, показало применимость описанной методики определения τ горных пород путем исследования кернов. Ошибка в определении величины τ (для $\tau = 0,2 \div 3$ мс) составляла 10—15%.

Следует отметить, что экспериментально определяемая величина τ совпадает с рассчитанной только для образцов, в которых поглощающие нейтроны элементы распределены равномерно. При неравномерности распределения, вследствие эффекта самоэкранирования, наблюдается существенное различие между расчетным и экспериментально определенным значениями τ . Это различие тем больше, чем больше макроскопическое сечение элемента, распределенного неравномерно, и чем больше размеры неоднородностей. С целью оценки величины этого

эффекта были проведены измерения с образцами из кварцевого песка, в котором борная кислота и киноварь распределены неравномерно. Борная кислота, средняя концентрация которой в образце составляла 1%, распределялась в образце слоями, толщина которых зависела от их числа. С уменьшением числа

слоев (при той же средней концентрации борной кислоты) толщина их, а следовательно, и размеры неоднородности увеличиваются. В ходе измерений были получены следующие результаты: 1) при

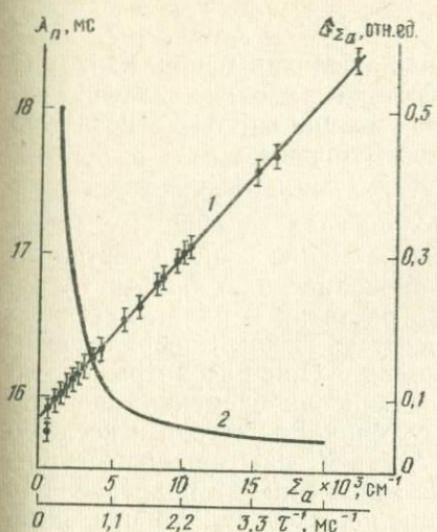


Рис. 55. Градуировочная кривая $\lambda_n(\Sigma_a)$ (1) и относительная ошибка определения величины δ_{Σ_a} (2)

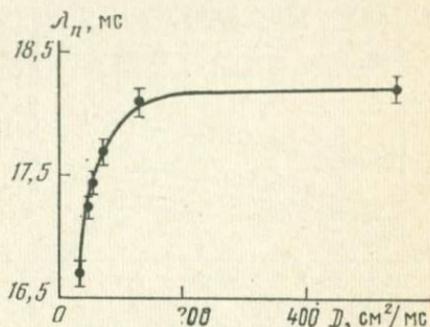


Рис. 56. Зависимость декремента затухания основной гармоники плотности тепловых нейтронов в системе образец — замедлитель от рассеивающих свойств образца

равномерном распределении борной кислоты по образцу $\tau = 336 \pm 12 \text{ мкс}$; 2) при распределении борной кислоты в четырех слоях $\tau = 396 \pm 16 \text{ мкс}$; 3) при распределении борной кислоты в двух слоях $\tau = 500 \pm 20 \text{ мкс}$.

Киноварь распределялась в образце в виде зерен различной величины. Рассчитанная по результатам измерений концентрация киновари меньше истинной в 2 раза при величине зерен 1 мм и в 5 раз при величине зерен 2 мм. Этот эффект впервые был теоретически оценен в [25].

12. ЗОНА ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД НЕЙТРОННЫМИ МЕТОДАМИ И ВЛИЯНИЕ ЗОНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ФИЛЬТРАТА БУРОВОГО РАСТВОРА НА ИХ ПОКАЗАНИЯ

Зоной исследования называют объем окружающей измерительный прибор среды, свойства которой существенно влияют на показания прибора. Обычно принимается, что зона исследо-

вания имеет форму цилиндра, на оси которого находятся нейтронный источник и индикаторы, и что вариации свойств среды вне зоны исследования изменяют показания прибора не более чем на заданную величину. Радиус зоны исследования R_{ii} при этом может быть найден из уравнения

$$\chi(R_{ii}, \Delta_s)/\chi(\infty) = 1 \pm \delta, \quad (V.9)$$

где $\chi(R_{ii}, \Delta_s)$ — значение измеренной величины при вариации свойств среды вне зоны исследования Δ_s ; $\chi(\infty)$ — значение измеряемой величины при отсутствии вариации; δ — относительная величина изменения измеряемой величины.

Вариациями Δ_s могут быть, например, замена среды вне зоны исследования вакуумом, замена флюида в этой зоне. Последний

случай вариации свойств соответствует проникновению фильтрата бурового раствора в пласт, насыщенный нефтью, газом, минерализованной водой. При рассмотрении такой задачи одновременно оценивается глубинность метода и исследуется влияние зоны проникновения.

Из изложенных в подразделе 10 материалов следует, что при замене среды вне зоны исследования вакуумом уравнение (V.9) принимает вид

$$n(z, t, R_{ii})/n(z, t) = G(R_{ii}, M) = 1 \pm \delta, \quad (V.10)$$

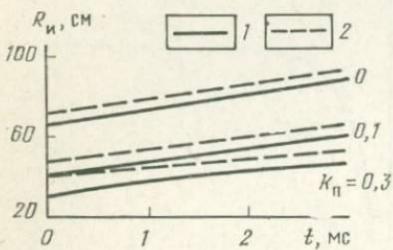
где $n(z, t, R_{ii})$ — плотность тепловых нейтронов вблизи индикатора в среде, имеющей ограниченный размер (R_{ii}); $G(R_{ii}, M)$ описывается формулой (V.2); $\delta > 0$. При $\delta = -0,1$.

$$R_{ii} = 2, 1 M_{n, \tau}, \quad (V.11)$$

где $M_{n, \tau}$ — длина миграции нейтронов или суммарная длина нейтронов и гамма-квантов [см. (III.23) и (III.44)].

Таким образом, при сделанных допущениях, глубинность ИНК может быть сколь угодно большой за счет увеличения времени задержки t и, соответственно, длины миграции нейтронов.

На рис. 57 показаны графики зависимости $R_{ii}(t)$ для различных сред. Из формул (V.11) и (III.23) следует, что R_{ii} , n зависит от L_z и D , т. е. определяется главным образом содержанием водорода в среде. С ростом содержания водорода величина R_{ii} , n убывает. Метод ИНК имеет заметное преимущество в глубинности исследования перед ННК-НТ и ННК-Т. Применение более мощных источников нейтронов позволит про-



водить исследования при больших временах t и еще более увеличить зону исследования горных пород импульсными методами.

На рис. 58 представлен график зависимости $R_{ii,\gamma}$ от длины миграции нейтронов. Из этого графика видно, что глубинность ИНГК несколько выше, чем ИННК, причем наиболее существенно это увеличение для сред с высоким содержанием водорода (для малых значений M_n^2).

Наличие «черной» скважины, сильно поглощающей тепловые нейтроны, приводит к резкому уменьшению глубинности ИННК по сравнению с ИНГК.

При этом глубинность ИНГК тоже несколько уменьшается, что объясняется стоком нейтронов в скважину и более интенсивным захватом их в окрестности индикатора. Например, в сухом песке без скважины $R_{ii,\gamma}$ достигает 120 см ($t=1$ мс), а при наличии в этой среде заполненной водой «черной» скважины ($d_c=30$ см) $R_{ii,\gamma}=75$ см.

Характерным для импульсных нейтронных методов, при которых измеряется плотность нейтронов или интенсивность гамма-излучения, является слабая (в пределах 10—15%)

зависимость $R_{ii,\gamma}$ от размера зонда, по крайней мере в диапазоне $z=0 \div 60$ см.

Практически важен случай, когда из-за влияния краевых эффектов изменение величины декремента затухания плотности тепловых нейтронов меньше величины δ . Тогда $R_{ii,\lambda}$ определяется из уравнения

$$\lambda(R_{ii,\lambda}, \Delta_s)/\lambda(\infty) = 1 + \delta. \quad (V.12)$$

Если среду вне зоны исследования заменить вакуумом и измерения проводить при больших t или при размерах зонда r_{opt} , для которых $\lambda_\gamma = 1/\tau$ и $\lambda_n = 1/\tau$, то $\lambda(R_{ii,\delta})$ будет определяться формулой (V.5) и уравнение (V.12) после преобразования примет вид

$$\gamma_1^2 D\tau / R_{ii,\lambda}^2 = \delta,$$

или

$$R_{ii,\lambda} = \gamma_1 V \sqrt{D\tau} / \sqrt{\delta}. \quad (V.13)$$

При $\delta=0,1$

$$R_{ii,\lambda} = 7,6 V \sqrt{D\tau}. \quad (V.14)$$

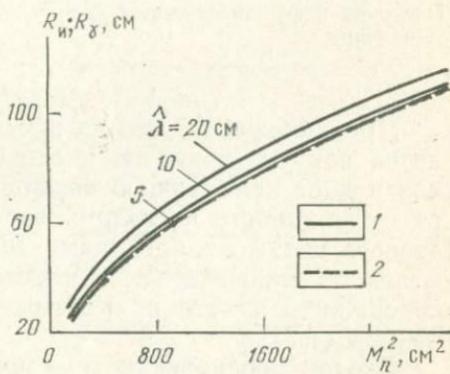


Рис. 58. Зависимость радиуса зоны исследования ИНГК (1) и ИННК (2) от квадрата длины миграции нейтронов ($\hat{\Delta} = L_\gamma$)

В табл. 11 приведены значения $R_{u,\lambda}$ для некоторых сред.

Таблица 11

Радиус зоны исследования $R_{u,\lambda}$ при измерениях декремента затухания плотности тепловых нейтронов

Среда	$L = \sqrt{D\tau}$, см	$R_{u,\lambda}$, см
Вода пресная	2,76	21
Песчаник плотный, $\tau_{ck} = 0,4$ мс	10,4	80
Песчаник нефтенасыщенный, $k_n = 0,2$, $\tau_{ck} = 0,4$ мс	6,4	49
Скважина	2,6	20

Предположение, что за пределами зоны исследования находится вакуум, приводит к сильному возмущению поля нейтронов и дает наибольшую величину зоны исследования. Рассмотрим глубинность исследования для случая, когда изменение свойств среды за пределами зоны исследования связаны с изменением минерализации пластовой воды. При этом водородосодержание пласта практически не меняется (постоянные значения L_3 и D).

Введем обозначения τ_1 — эффективное среднее время жизни тепловых нейтронов в скважине, τ_2 — то же в неизменной части пласта, τ' — то же в зоне проникновения. В случае проникновения в пласт, насыщенный минерализованной водой, воды, не содержащей солей,

$$\tau'_2 \gg \tau_2 \gg \tau_1. \quad (V. 15)$$

В многослойных средах эффективный декремент затухания $\lambda_{n,\tau}$ распределений $n(t)$ и $\Phi_\tau(t)$ при больших t определяется в значительной степени слоем с наибольшим значением τ , т. е. в рассматриваемом случае τ'_2 . При этом убывание нейтронов в области ограниченных размеров может происходить за счет двух одновременно протекающих процессов: захвата нейтронов веществом, который характеризуется величиной τ , и их оттока (или притока) из пределов этой области. Роль последнего процесса возрастает с уменьшением объема области и увеличением параметров D рассматриваемых сред. Зона проникновения в нашем случае может являться «хранилищем нейтронов», тогда измеренный декремент λ не будет совпадать со значением, соответствующим неизменной части пласта, при любых t . Иначе говоря, за счет роста t глубинность метода в данном случае увеличить нельзя.

Критический радиус зоны проникновения R'_{ap} , начиная с которого она становится «хранилищем нейтронов», при $\tau_1 \ll \tau'_2 \ll \tau'_2$ оценивается по графику на рис. 59, для чего необходимо

задаться значениями D_2 , τ_2 , τ'_2 и r_c . Например, при $r_c = 8$ см, $\tau_2 = 0,205$ мс, $\tau'_2 = 0,57$ мс, $D_2 = 120 \text{ см}^2/\text{мс}$ получаем $R'_{\text{зп}} = 2,06 \times r_c = 16,5$ см. Это значение $R'_{\text{зп}}$ показано на рис. 60. Из данных математического моделирования следует, что глубинность импульсных нейтронных методов по λ слабо зависит от размера зонда и при рассматриваемой вариации свойств среды вне зоны исследования глубинность ИНГК больше, чем ИННК. Например, $R_{i,\lambda} = 23 \div 26$ см для ИННК и 31—40 см для ИНГК при изменениях z от 6 до 42 см. Обратим внимание на то, что величина

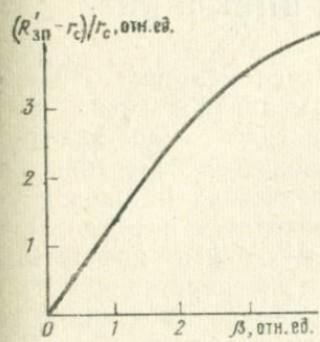


Рис. 59. График для определения критической величины зоны проникновения пресного фильтрата бурового раствора в пласт, насыщенный минерализованной водой, в случае «черной скважины» ($\tau_1 = 0$).

$$\beta = \frac{\sqrt{D}}{r_c} \sqrt{\frac{\tau_2 \tau_1}{\tau'_2 - \tau_1}}$$

$R_{i,\lambda}$ характеризует радиус зоны проникновения, при котором еще можно с заданной точностью определять τ_2 в неизменной части пласта (верхняя граница таких радиусов определяется величиной $R'_{\text{зп}}$). При такой же вариации параметров величины $R_{i,\lambda}$ нейтронных методов по скорости счета нейтронов и гаммаизлучения различаются не столь сильно. Например, для ИНК при $z = 40$ см, $t = 1$ мс имеет $R_{i,n} = 28$ см и $R_{i,\gamma} = 33$ см, а для стационарных методов $R_{i,n} \approx R_{i,\gamma} \approx 19$ см.

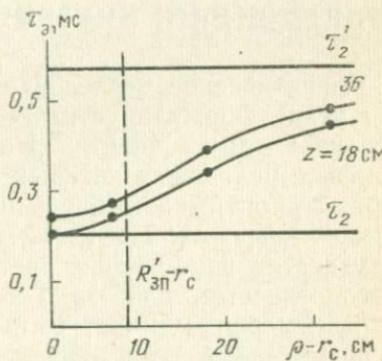


Рис. 60. Зависимость параметра τ_3 ИНГК от величины зоны проникновения пресного фильтрата бурового раствора в песчаный пласт. Пунктиром показана критическая величина зоны проникновения, рассчитанная для «черной скважины», $r_c = 8$ см. Пласт насыщен минерализованной водой, 200 г/л NaCl; $k_{\text{пп}} = 0,2$.

VI. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИННК И ИНГК

Геофизические исследования проводятся поэтапно. На первом этапе формулируется геолого-промышленная задача, которую необходимо решить. На втором, исходя из поставленной задачи и условий, в которых будут проводиться измерения, выбираются оптимальный комплекс геофизических методов и режимы измерений. На третьем этапе проводится интерпретация результатов измерений с учетом всей имеющейся информации о геологическом разрезе. Геологическая интерпретация результатов измерений может быть сделана либо по имеющимся типичным связям показаний геофизических приборов с составом и свойствами пластов, либо следующим образом. Вначале из показаний приборов находятся величины физических параметров (удельное электрическое сопротивление, среднее время жизни тепловых нейтронов и т. п.). Затем по этим параметрам с учетом их связей со свойствами горных пород и флюидов проводится интерпретация геологического разреза скважины. Ниже обсуждаются физические основы методики измерений при ИННК и ИНГК и физические принципы интерпретации результатов измерений.

При ИНК под результатом измерений понимается число зарегистрированных импульсов $N(z, t)$ на зонде z при одной или нескольких задержках t . По полученным одним зондом z значениям строится распределение $N_n(t)$ или $N_\gamma(t)$, из которого определяется величина λ и находится $\tau_{\text{пл}}$.

$$\Sigma^*_{\text{пл}} = 1/\tau_{\text{пл}} = \lambda - \Delta(z, t, d_c, \tau_c, \dots). \quad (\text{VI. 1})$$

При двухзондовых измерениях может быть найден параметр $D_{\text{пл}}$ из зависимости:

$$M^2_9(t) = \frac{z^2_2 - z^2_1}{4 \ln k \frac{N(z_1, t)}{N(z_2, t)}} = D_9 t + \Lambda^2_z, \quad (\text{VI. 2})$$

где $D_9 \approx D_{\text{пл}}$ при $t > t_{ac}$; k — отношение чувствительностей детекторов ближнего (z_1) и дальнего (z_2) зондов.

13. ОБЛАСТИ ЭФФЕКТИВНОГО ПРИМЕНЕНИЯ ИННК И ИНГК

Эффективность применения импульсных методов зависит от соотношения нейтронных параметров пласта и вещества, заполняющего скважину, а также от геометрических особенностей скважины, измерительного прибора и времени задержки после окончания облучения t (см. раздел IV).

Рассмотрим области эффективного применения импульсного нейтронного каротажа при измерении нейтронных параметров пласта или зависящих от них измеряемых величин. На рис. 61, a приве-

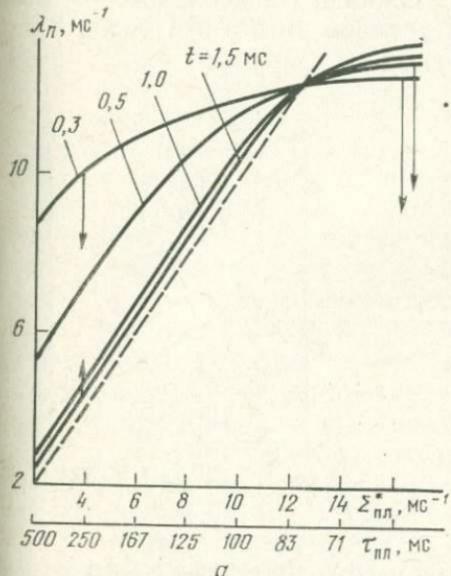
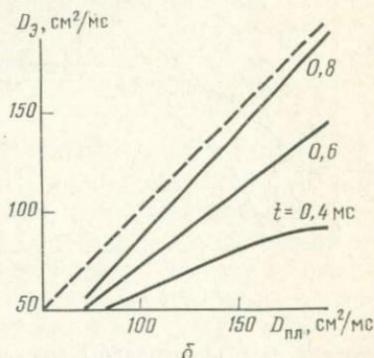


Рис. 61. Сопоставление измеряемых методом ИННК и истинных значений нейтронных параметров пласта:
а — $\lambda_n (\Sigma_{\text{пл}})$ и $\lambda_n (\tau_{\text{пл}})$, стрелками указано изменение декремента при замене соленой воды в колонне на пресную, пунктир — биссектриса $\lambda_n = \Sigma_{\text{пл}}$; б — $D_9 (D_{\text{пл}})$, пунктир — биссектриса $D_9 = D_{\text{пл}}$.

Диаметры: скважины 250 мм, колонны — 150 мм, прибора 90 мм; прибор центрирован; τ воды в колонне 0,1 мс



ден декремент затухания, измеренный при однозондовом ИННК при различных t , в зависимости от среднего времени жизни нейтронов в пласте $\tau_{\text{пл}}$ (или от параметра пласта $\Sigma^*_{\text{пл}} = 1/\tau_{\text{пл}}$, пропорциональному сечению поглощения нейтронов в пласте $\Sigma_{\text{пл}}$). На рис. 61, б показан определяемый из данных измерений двухзондового ИННК параметр

$$D_9 = [M^2_n(t_2) - M^2_n(t_1)]/(t_2 - t_1) \quad (\text{VI.3})$$

в зависимости от коэффициента диффузии нейтронов в пласте $D_{\text{пл}}$. Величина $M^2_n(t)$ рассчитывается при этом по формуле (VI.2).

Из рис. 61 видно, что все пласти разбиваются по $\tau_{\text{пл}}$ на две группы: при $\tau_{\text{пл}} > \tau_{\text{кр}}$ (критическое значение τ) декремент λ_n ли-

нейно связан с $\Sigma_{\text{пл}}$, а параметр D_3 линейно изменяется с $D_{\text{пл}}$; при $\tau_{\text{пл}} < \tau_{\text{кр}}$ декремент λ_n практически не зависит от $\Sigma_{\text{пл}}$, а D_3 от $D_{\text{пл}}$. Таким образом, данные измерений ИННК в пластах с $\Sigma_{\text{пл}} < \Sigma_{\text{кр}}$ (или $\tau_{\text{пл}} > \tau_{\text{кр}} = 1/\Sigma_{\text{кр}}$) будут информативными, т. е. тесно связанными с нейтронно-физическими свойствами пласта, а при $\Sigma_{\text{пл}} > \Sigma_{\text{кр}}$ неинформативными. Значение $\tau_{\text{кр}}$ убывает с ростом t и увеличением минерализации воды в колонне и возрастает с увеличением диаметра скважины. При больших $t > 1$ мс величина $\tau_{\text{кр}}$ близка к среднему времени жизни нейтронов в веществе, заполняющем скважину, $^1\tau_c$.

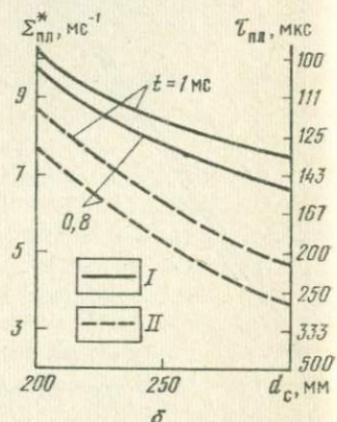
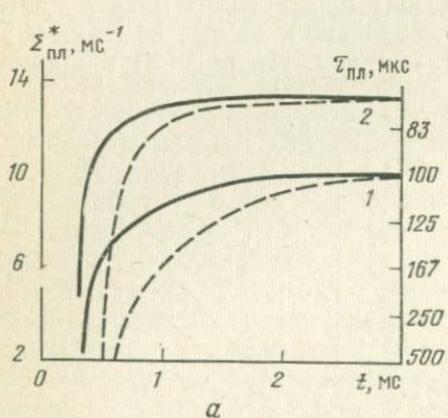


Рис. 62. Верхние границы значений $\tau_{\text{пл}}$, d_c и t , удовлетворяющих условию эффективного применения ИННК и ИНГК.

а — область значений $\Sigma^*_{\text{пл}}$ и t ; *б* — область значений $\Sigma^*_{\text{пл}}$ и d_c ; *I* — ИНГК; *II* — ИННК. Вода в колонне: *I* — пресная, *2* — минерализованная, 200 г/л NaCl. Скважина обсажена, прибор диаметром 90 мм центрирован

На рис. 62, *a* показаны значения t , начиная с которых по данным ИНГК можно оценить $\tau_{\text{пл}}$. Из рисунка видно, что чем больше ожидаемое $\tau_{\text{пл}}$, тем на меньших t можно получить информацию о величине $\tau_{\text{пл}}$. Из него также следует, что ИННК может эффективно применяться в большем диапазоне изменения t и $\tau_{\text{пл}}$, чем ИННК. Кроме того, графики подтверждают, что уменьшение τ_c (за счет осолонения скважиной воды и т. п.) позволяет эффективно изучать пласты с меньшими $\tau_{\text{пл}}$ при меньших t . Рассмотрим пример использования полученных результатов для выбора времен задержки при измерениях в девонских песчаниках (см. рис. 13): нефтеносных (среднее значение $\tau_{\text{пл}} \approx 340$ мкс), водоносного с минерализацией 50 г/л NaCl ($\tau_{\text{пл}} \approx 220$ мкс), водоносного с минерализацией 200 г/л NaCl ($\tau_{\text{пл}} \approx 150$ мкс).

¹ При теоретических расчетах, приведенных выше, индексом 1 обозначались параметры скважины, а индексом 2 — параметры пласта.

Из рис. 62 видно, что в случае заполнения колонны пресной водой для эффективного определения параметра $\tau_{пл}$ в нефтеносных и слабоминерализованных пластах необходимо вести измерения на временах $t > 400$ мкс при ИНГК и $t > 700$ мкс при ИННК; в пластах с высокой минерализацией вод эти времена составляют соответственно 600 и 1000 мкс. При заполнении колонны минерализованной водой для всех рассматриваемых пластов данные ИНГК при $t > 400$ мкс и данные ИННК при $t > 600$ мкс зависят от $\tau_{пл}$ и его можно определить. При осолонении воды в колонне и любых других мерах, снижающих $\tau_{пл}$, одновременно падает скорость счета. Расчеты показывают, что при измерениях декремента прибором диаметром 90 мм в обсаженных скважинах против пластов с $\tau_{пл} < 185$ мкс большая точность достигается в случае минерализованной воды в колонне, а в пластах с $\tau_{пл} > 185$ мкс — при пресной воде в колонне. При этом для пластов с $\tau_{пл} \geq 150$ мкс погрешность измерения декремента за счет осолонения уменьшается более чем в 2 раза. Эти оценки имеют место как при ИННК, так и при ИНГК.

На рис. 62, б приведен график, показывающий границы области эффективного применения ИНК в зависимости от диаметра скважины. При увеличении диаметра скважины эффективно выделяются пласты только с большим $\tau_{пл}$. Увеличение диаметра на ИНГК оказывается в меньшей степени, чем на ИННК. В случае ИННК при заполнении колонны пресной водой и $t = 0,8$ мс уменьшение диаметра скважины с 300 до 200 мм снижает границу допустимых значений $\tau_{пл}$ с 270 до 130 мкс.

Выше были рассмотрены условия, при которых по данным ИННК и ИНГК можно оценивать величины $\tau_{пл}$ и $D_{пл}$. При этих же условиях и показания ИННК и ИНГК отражают свойства пластов.

Из рис. 61, а видно, что декремент λ_n может отличаться от параметра пласта $\Sigma_{пл}^*$ на некоторую величину Δ_n [см. формулу (III.34)], достигающую 10% и более от величины $\Sigma_{пл}$. Поправка Δ_n возрастает с уменьшением длины зонда, времени задержки, минерализации воды в колонне, а также с увеличением диаметра скважины и осолонения цементного кольца [1, 11].

На рис. 63 изображены кривые, каждая из которых разделяет весь диапазон значений k_n и C пласта на две области: в области над кривой возможно определение текущего коэффициента нефтенасыщенности k_n с погрешностью до 0,1 без использования поправки Δ_n , в пластах под кривыми — невозможно. Из рис. 63, а видно, что если методика определения k_n не использует опорных пластов, то количественная интерпретация с применением измеренного λ_n вместо параметра пласта $\Sigma_{пл}^*$ практически невозможна, исключая самые высокопористые пласты, насыщенные высокоминерализованной водой. Ис-

пользование для определения k_n методик с опорными пластами расширяет область, в которой допустима интерпретация по λ_n (вместо $\Sigma^*_{\text{пл}}$). Однако, как следует из рис. 63, б, и в этом случае учет поправки Δ_n оказывается необходимым во всех пластах с $k_n < 0,1$ или $C_{\text{пл}} < 60 \text{ г/л NaCl}$, а также в промежуточной области $k_n < 0,15\%$, $C_{\text{пл}} < 150 \text{ г/л NaCl}$. Область возможного

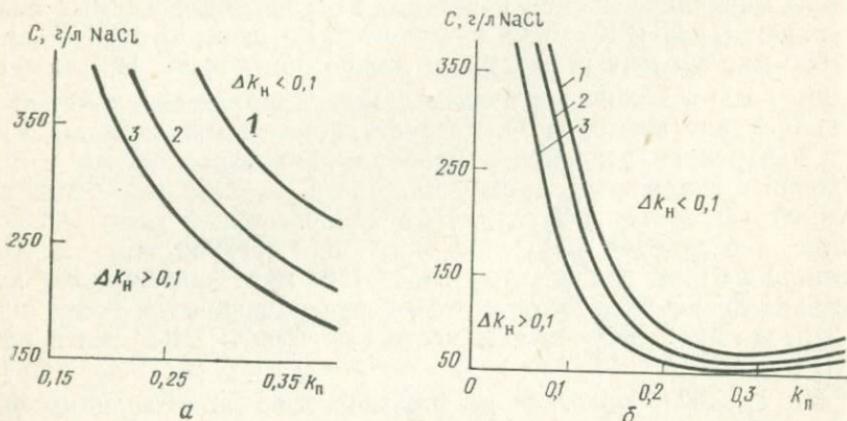


Рис. 63. Области значений пористости и минерализации пластовой воды, в которых погрешность определения нефтенасыщенности по декременту λ_n более 0,1 (под кривыми).

Определения k_n : а — без опорных пластов (VI.17), б — с опорным пластом (VI.19).
1 — $t=1 \text{ мс}$, $z=40 \text{ см}$; 2 — $t=1 \text{ мс}$, $z=60 \text{ см}$; 3 — $t=1,4 \text{ мс}$, $z=40 \text{ см}$

определения k_n без использования поправок расширяется с увеличением z и t , однако последнее ограничено падением статической точности.

14. ОСНОВЫ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ИННК И ИНГК

Методика измерений при проведении ИННК и ИНГК заключается в облучении горных пород кратковременными периодически повторяющимися вспышками быстрых нейтронов и измерении в паузах между вспышками временных распределений тепловых нейтронов или гамма-квантов радиационного захвата.

Длительность облучения быстрыми нейтронами $t_{\text{обл}}$ выбирается из условия $t_{\text{обл}} < \tau_{\min}$, где τ_{\min} — минимальное время жизни тепловых нейтронов в породах исследуемого разреза. Период повторения нейтронных вспышек T определяет продолжительность временного интервала, в котором проводятся измерения. Величина T должна удовлетворять условию $T \geq (3 \div 6)\tau_{\max}$, где τ_{\max} — максимальное время жизни тепловых нейтронов для исследуемого разреза. При изучении нефтегазовых скважин обычно $t_{\text{обл}} \leq 100 \text{ мкс}$, $T > 2 \text{ мс}$. Выход нейтронов для решения качественных и полуколичественных задач должен быть не менее $5 \cdot 10^6$ нейтр./с, а в паузе между вспышками —

по крайней мере в 10^6 раз меньше. Регистрация тепловых нейтронов осуществляется пропорциональными счетчиками, которые наполнены ^3He под повышенным давлением и обладают эффективностью 60—90%. В выпускаемых промышленностью скважинных приборах расстояние между источником нейтронов и серединой счетчиков (длина зонда) 30—40 см.

Для регистрации гамма-квантов радиационного захвата применяют сцинтилляционные счетчики с кристаллами иодистого натрия или иодистого цезия. С целью снижения фонового излучения, возникающего при активации сцинтиллятора и конструкционных материалов, окружающих детектор и источник нейтронов, между ними размещается экран из свинца, вольфрама или висмута, длиной 5—15 см. Кроме того, желательно сцинтиллятор окружить слоем аморфного бора, лития или другого эффективного поглотителя медленных нейтронов. При выполнении этих требований длина зонда 30—40 см. В скважинной аппаратуре ИНК с двумя зондами один из детекторов размещают на расстоянии 30—40 см, а второй — 60—80 см от источника нейтронов.

При проведении импульсного нейтронного каротажа проводят детальные измерения временных распределений $n(t)$ одним или двумя зондами в выбранных точках скважины и регистрацию каротажных диаграмм скорости счета одного или двух детекторов при одной или нескольких временных задержках. Временные распределения $n(t)$ на этапе исследования особенностей и возможностей ИНК в новом районе или при переходе к количественным определениям нейтронных параметров изменяются в пластах с различными нейтронными параметрами во временном интервале от минимально допустимых задержек до максимальных, на которых заметно влияние фона запаздывающих нейтронов или гамма-квантов наведенной активности. По этим данным выбирается минимальное число задержек и временной интервал, в котором будут производиться стандартные для данного района (или задачи) измерения.

При использовании аппаратуры с небольшим числом измерительных каналов (в аппаратуре ИГН-4 и ИГН-6 четыре канала) для учета нестабильности нейтронного выхода производится нормировка показаний в каналах либо по интегральному счету (ИГН-4), либо по отсчетам в одном из каналов, для которого время задержки остается неизменным, при переключении задержек других каналов (ИГН-6). Время задержки при записи каротажных диаграмм устанавливается по результатам упомянутых детальных измерений по точкам. Типичными являются времена задержки 0,6—0,8 мс, 1—1,2 мс, реже 1,4—1,6 мс при ширине окна временного анализатора 0,2 мс.

Скорость движения прибора и величина постоянной времени интегрирования определяются теми же требованиями, что и для стационарных радиометрических методов: получение до-

статочных статистической точности и разрешения по мощности пластов. Следует иметь в виду, что в аппаратуре ИГН-6 наблюдаются заметные флуктуации нейтронного выхода от вспышки к вспышке. Если частота вспышек 10 Гц, то величина постоянной времени интегратора должна быть не менее 2 с. Отсюда, зная минимальную мощность пласта, можно определить максимально возможную скорость каротажа.

Контроль стабильности нейтронного выхода при работе с аппаратурой ИГН-4 производится по каротажным диаграммам интегрального счета, а при работе с ИГН-6 основным критерием стабильности является сопоставление диаграмм повторных замеров. Качественным замер считается тогда, когда расхождение показаний не превышает 20%.

Применение импульсных нейтронных излучателей позволяет путем рационального выбора режимов облучения и регистрации ослабить влияние фоновых излучений. Например, быстрые нейтроны, возникающие при делении тяжелых ядер медленными нейтронами, могут быть зарегистрированы без помех, вызванных быстрыми нейтронами источника, путем блокировки детектора в момент работы источника. Распределение во времени основных процессов, протекающих вблизи импульсного источника быстрых нейтронов, схематически показано на рис. 64.

Особенное значение временной анализ имеет при осуществлении ИНГК. Характер временного распределения гамма-квантов вблизи импульсного источника нейтронов с начальной энергией 14 МэВ иллюстрируется рис. 65 [65]. Максимум на кривой 2 (см. рис. 65) при малых задержках обусловлен гамма-квантами неупругого рассеяния быстрых нейтронов, а следующий за максимумом пологий спад — гамма излучением радиационного захвата. Интегралы по времени интенсивности гамма-квантов от этих двух процессов примерно одинаковы, а в максимуме скорость счета гамма-излучения, вызванного быстрыми нейтронами, значительно выше, чем гамма-излучения радиационного захвата. Регистрация излучения через несколько микросекунд после окончания нейтронной вспышки позволяет полностью устраниТЬ влияние гамма-квантов неупругого рассеяния. Временные распределения, показанные на рис. 65, охватывают интервал, в котором существенно влияние гамма-излучений наведенной активности. На кривой 1, измеренной при пороге дискриминации 0,2 МэВ, этот интервал начинается при времени задержки 0,4—0,5 мс. Повышение порога до 1 МэВ отодвигает границу влияния фона до 0,8—1 мс (кривая 2).

Опыт показывает, что при частоте нейтронных вспышек 400 Гц и уровне дискриминации по энергии 1 МэВ удается без существенного влияния фона регистрировать временные распределения до задержки 0,6—0,8 мс и непрерывные диаграммы до 0,8—1 мс. Нижняя граница указанных временных интерва-

лов относится к пластам с временем жизни тепловых нейтронов 0,15—0,2 мс, верхняя 0,35—0,4 мс.

Для расширения временного интервала, в котором на результаты ИНГК не влияет гамма-излучение наведенной радиоактивности, целесообразно применение нейтронных генераторов с малой частотой нейтронных вспышек, но с достаточно

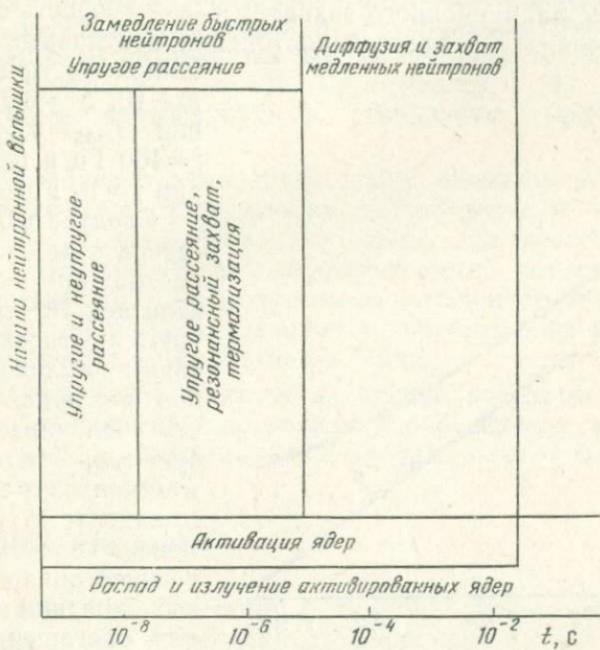


Рис. 64. Распределение во времени основных процессов взаимодействия нейтронов с горными породами после облучения их импульсным потоком быстрых нейтронов

большим средним выходом нейтронов. Пусть средний выход нейтронов в единицу времени и длительность нейтронной вспышки остаются постоянными при изменении частоты вспышек. Тогда, очевидно, остаются неизменными усредненные по времени интенсивности гамма-квантов радиационного захвата и наведенной радиоактивности. Отношение скорости счета гамма-квантов радиационного захвата к скорости счета фона во временном окне длительностью Δt оказывается обратно пропорциональным частоте нейтронных вспышек f . Например, при уменьшении f от 400 до 50 Гц относительный вклад фона уменьшается в 8 раз, а до 10 Гц — в 40 раз. Если принять, что временное распределение гамма-квантов радиационного захвата описы-

вается экспонентой и задаться минимально допустимым отношением эффекта к фону $m = N_{\gamma}/N_{\gamma\Phi}$, то максимальное допустимое время задержки оценивается по формуле:

$$t_{\max} = \tau_3 \ln \frac{N_{\gamma\text{инт}} (1 - \exp(-\Delta t/\tau_3))}{m N_{\gamma\Phi} \Delta t f}, \quad (\text{VI. 4})$$

$N_{\gamma\text{инт}}$ — интеграл по времени скорости счета, вызванная гаммаизлучением радиационного захвата; $N_{\gamma\Phi}$ — скорость счета фонового излучения; f — частота повторения нейтронных вспышек.

Например, при $\tau_3 = 0,3$ мс, $m = 10$, $\Delta t = 0,2$ мс значения $t_{\max} = 0,54$ мс при $f = 400$ Гц и $t_{\max} = 1,65$ мс при $f = 10$ Гц.

Следует отметить, что генераторы нейтронов, работающие с частотой вспышек 10—20 Гц, отличаются относительно высоким выходом нейтронов в каждой вспышке, что увеличивает мгновенную скорость счета гамма-квантов радиационного захвата и требует применения быстродействующей аппаратуры. При исследовании горных пород, обогащенных радиоактивными элементами рядов урана, тория и калием, максимальные временные задержки увеличиваются приблизительно

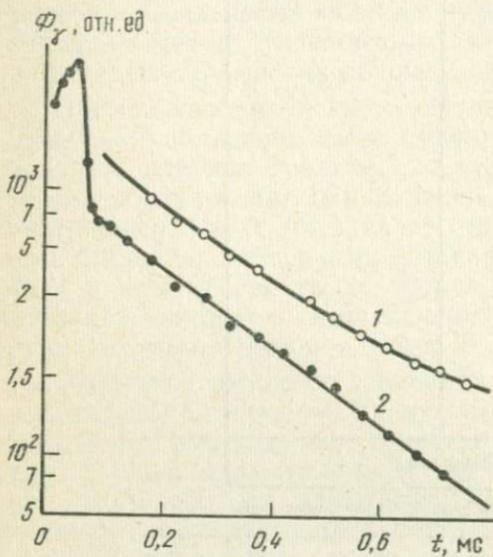


Рис. 65. Временные распределения гаммаизлучения в скважине.

Уровень дискриминации: 1 — 0,2 МэВ, 2 — 1 МэВ; длительность импульсного потока быстрых нейтронов 40 мкс

но пропорционально логарифму нейтронного выхода, пока фон наведенной радиоактивности не станет соизмеримым с фоном естественной радиоактивности.

Методика регистрации нестационарных распределений гаммаизлучения радиационного захвата находит все большее применение в связи с выпуском аппаратуры НГС-1 и ИНГ-6. Частота нейтронных вспышек в этих приборах 10—20 Гц, что позволяет применять времена задержки порядка 2 мс. В ряде случаев этого недостаточно. Поэтому в работе [27] предложена и опробована методика измерения фона на временах задержки 5—10 мс и более с последующей коррекцией временных распределений.

15. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ С ЦЕЛЬЮ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ГОРНЫХ ПОРОД

При количественном определении нейтронных параметров пласта $D_{пл}$ и $\tau_{пл}$ по данным ИНК появляются дополнительные требования к точности измерения временных распределений тепловых нейтронов и гамма-излучения радиационного захвата. Для этого необходимы измерения на больших временах задержки — до 2 мс; излучатель нейтронов должен обладать повышенным выходом (до 10^8 — 10^9 нейтр./с); оба детектора должны иметь повышенную и стабильную эффективность (60—90 %).

При двухзондовых измерениях особое внимание должно уделяться обеспечению стабильности регистрирующих устройств, так как $D_{пл}$ определяется из отношения плотностей потоков нейтронов. Нестабильность эффективности регистрации не должна превышать 1 %, а допустимые погрешность и нестабильность отсчета временных задержек и ширины окон временного анализатора не должны превышать 1 мкс.

Рассмотрим, какие режимы измерений обеспечивают минимальную статистическую погрешность определения параметров пласта $\tau_{пл}$ и D при минимальном влиянии скважины.

Однозондовые измерения

Максимальная информация о пласте, которая может быть получена из данных измерений однозондового ИНК — это величина $\tau_{пл}$. Поэтому при измерениях следует стремиться к достижению минимального значения среднеквадратичной погрешности определения $\Sigma_{пл}^* = 1/\tau_{пл}$ за счет выбора длины зонда z , начальной задержки t_1 , числа временных каналов I , размеров окон Δt_j , диапазона изменения времени задержки (базы) $t_6 = t_1 + \Delta t_1 - t_1$.

При поточечных измерениях ИНК, при которых требуется с заданной погрешностью ε определить $\Sigma_{пл}^*$ во всех исследуемых точках разреза, задача оптимизации математически формулируется условием

$$(1/\Sigma_{пл}^*) \delta \Sigma_{пл}^*(z, t, I, \Delta t_j, t_6, N_j(\lambda, A)) = \min \leqslant \varepsilon. \quad (\text{VI. } 5)$$

Решение уравнения (VI.5) будет зависеть от λ и ε , как от параметров. Здесь N_j — количество импульсов, зарегистрированных в j -том ($t_j, t_j + \Delta t_j$),

$$N_j \approx (A/\lambda) \exp [-\lambda(t_j - t^*)]; \quad j = 1, 2, \dots, I, \quad (\text{VI. } 6)$$

где

$$A = K_{\text{ап}} T_{\text{изм}}; \quad (\text{VI. 7})$$

$K_{\text{ап}}$ — учитывает мощность источника, частоту пульсаций генератора, чувствительность детектора; $T_{\text{изм}}$ — полное время измерения; $t^* = 0,33$ мс.

В случае непрерывной записи диаграмм ИНК счет N_j по прежнему характеризуется величиной A , в которой эффективное время измерения $T_{\text{изм}}$ определяется мощностью изучаемых однородных интервалов, скоростью движения прибора и посто-

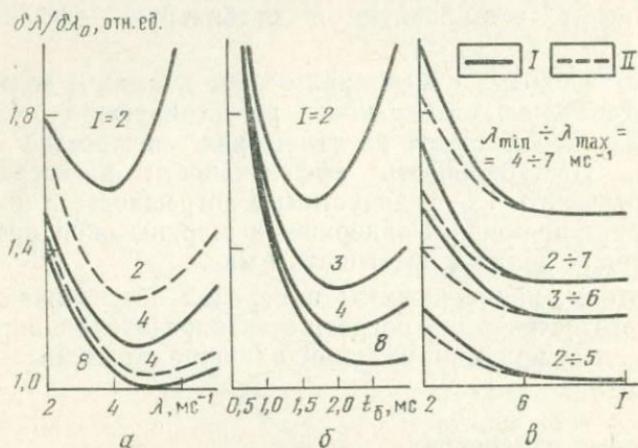


Рис. 66. Относительная статистическая погрешность измерения декремента $\delta\lambda/\delta\lambda_0$ в зависимости:
 a — от λ ; b — от t_6 ; c — от I ; I — равные окна; II — неравные окна; $N_{\text{инт}} = 10^4$ имп

янной интегрирующей цепи. Однако в этом случае желательно найти такие оптимальные режимы измерений, которые не зависят от колебаний величины λ по разрезу. Если в исследуемом участке разреза значения λ распределены по закону $P(\lambda)$ в интервале $\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$, то оптимальный режим измерений находим из условия минимальности средней по разрезу погрешности

$$\delta \sum_{\text{пл}}^* / \sum_{\text{пл}}^* = \\ = \left\{ \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} P(\lambda) [\delta \sum_{\text{пл}}^*(z, t_1, I, \Delta t_j, t_6, N_j(\lambda, A)) / \sum_{\text{пл}}^*]^2 d\lambda \right\}^{1/2}. \quad (\text{VI. 8})$$

Рассмотрим отдельно случаи равных ($\Delta t_j = t_6/I$) и неравных окон.

Равные окна. На рис. 66 показана относительная статистическая погрешность определения декремента $\delta\lambda/\delta\lambda_0$ ($\delta\lambda_0$ — минимальная статистическая погрешность, обусловленная только

числом зарегистрированных импульсов и не связанная с аппаратурными факторами) в зависимости от величин: λ , t_b и I . Положение минимума погрешности по переменной t_b оказывается зависящим от значений λ и I . Из рис. 66, б видно, что с ростом числа каналов оптимальные значения t_b возрастают. С ростом I происходит уменьшение ошибки, которое наиболее существенно в области $I < \lambda t_b$ (рис. 66, в). Зависимости ошибок от λ при фиксированных I и t_b имеют несимметричные минимумы (рис. 66, а); для небольших баз $t_b = 0,5 \div 1$ мс велика погрешность измерения малых λ , а для больших $t_b > 1$ и 5 мс резко возрастают ошибки измерения больших λ .

Та же величина была рассчитана по формуле (VI.8) для равномерного распределения $P(\lambda)$, в зависимости от I , t_b для нескольких диапазонов изменения декремента $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$. Оптимальное значение t_b медленно возрастает с ростом I от 1—1,2 мс при $I=2$ до 1,4—1,7 мс при $I \geq 8$. Границы диапазона $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$ несущественно влияют на выбор оптимальных значений t_b . Как видно из рис. 66, б, экстремальное значение ошибки слабо зависит от выбора оптимального t_b , поэтому любое t_b из интервала 1—1,5 мс может быть принято в качестве оптимального.

Из кривых $\delta\lambda/\delta\lambda_0$ от I (см. рис. 66, в) следует, что наименьшее значение $I_{\text{опт}}$, при котором погрешность не превосходит минимальную асимптотическую (при $I \rightarrow \infty$) более чем в 1,1—1,15 раза, равно 4—5.

Неравные окна. Оптимизируются величины I , t_b и Δt_j для $j=1, 2, \dots, I-1$. Последнее окно определяется условием $\Delta t_I = t_b - \sum_{j=1}^{I-1} \Delta t_j$. Размеры всех окон, кроме последнего почти не зависят от диапазона $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$ и базы t_b (табл. 12).

Таблица 12

Оптимальные размеры неравных временных окон ($t_b > 1$ мс, $I \leq 4$)

I	Δt_1 , мс	Δt_2 , мс	Δt_3 , мс	Δt_4 , мс
2	0,3	$t_b - 0,3$	—	—
3	0,15	0,3	$t_b - 0,45$	—
4	0,1	0,2	0,40	$t_b - 0,70$

С увеличением Δt_1 ошибка определения λ убывает. Следовательно, при фиксированных размерах первых окон оптимальными значениями Δt_j и базы t_b будут максимальные значения, допускаемые уровнем фона и частотой генератора.

Зависимость средней статистической погрешности измере-

ния λ от I при оптимальном разбиении базы t_b на окна показана на рис. 66, в. Из него следует, что для всех диапазонов $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$ в случае неравных временных окон будет достаточно 3—4 каналов. Приведенные результаты получены для случая, когда окна примыкают друг к другу, т. е. $t_{j+1} = t_j + \Delta t_j$. Такое расположение целесообразно

при $I \geq 3$. Для двухканальной аппаратуры уменьшения статистической погрешности $\delta\Sigma_{\text{пл}}^*$ можно добиться путем некоторого сужения первого окна и увеличения второго. В этом случае целесообразно выбрать $\Delta t_1 \approx \tau_{\text{ср}}$, $t_2 - t_1 \approx 2\tau_{\text{ср}}$, $\Delta t_2 > 3\tau_{\text{ср}}$, где $\tau_{\text{ср}}$ — среднее значение ожидаемых $\tau_{\text{пл}}$ продуктивных пластов в рассматриваемом разрезе.

Сравнение измерений с равными и неравными окнами. Использование неравных окон приводит к определенным преимуществам. Однако при $\lambda_{\max} - \lambda_{\min} < 2$ мс и $t_b < 3\lambda_{\min}$ они не столь существенны. Так, для $I=2$ точность определения λ при неравных окнах возрастает в 1,2 раза, что позволяет сократить время замера примерно в 1,5 раза. Кроме того, применение неравных окон позволяет обойтись меньшим числом каналов, так как статистическая погрешность определения λ (см. рис. 66, а) в этом случае меньше и слабее меняется в диапазоне изменения λ . Длину зонда в обоих случаях целесообразно выбирать минимальной, допускаемой конструкцией аппаратуры.

Рис. 67. Относительная величина полной расчетной погрешности определения $\Sigma_{\text{пл}}^*$ методами ИННК (I) и ИНГК (II) в зависимости от начальной задержки.

Диаметры: скважины 250 мм, колонны — 150 мм, прибора 90 мм, в колонне пресная вода, прибор центрирован. Мощность источника: I — 10^7 нейтр./с, II — $2 \cdot 10^8$ нейтр./с, III — $3 \cdot \infty$

Зависимость погрешности определения τ пласта от начальной задержки и числа зарегистрированных частиц. На рис. 67 показана полная погрешность определения Σ^* методами ИНК в зависимости от начальной задержки t_1 для различных значений A , характеризующих скорость счета частиц. На рис. 68 приведены оптимальные значения начальной задержки и минимальной погрешности определения $\Sigma_{\text{пл}}^*$ в зависимости от величины декремента и мощности источника.

Величина $t_{\text{опт}}$ логарифмически возрастает с увеличением A и значительно быстрее падает с ростом λ . Так, при переходе от

плотных пород к глинам $t_{1\text{опт}}$ уменьшается приблизительно от 1 мс до 0,6 мс. Увеличение A на порядок приводит к росту $t_{1\text{опт}}$ на 170—200 мкс. Минимальная величина погрешности $\delta\Sigma^*_{\text{пл}}/\Sigma^*_{\text{пл}}$ при $t_1=t_{1\text{опт}}$ с ростом счета $N_{\text{инт}}$, обусловленным выходом нейtronов из источника, чувствительностью детектора или продолжительностью замера, уменьшается по закону

$$\frac{\delta \Sigma^*_{\text{пл}}}{\Sigma^*_{\text{пл}}} \Big|_{t_1=t_{1\text{опт}}} \sim \frac{1}{p\sqrt{N_{\text{инт}}(A)}}, \quad (\text{VI.9})$$

где $p=4$ — для непрерывных замеров и измерений декрементов по точкам в пластах с $\lambda \geq 6 \text{ мс}^{-1}$; $p \approx 3$ — при поточечных измерениях в случае $\lambda \approx 2,5-4 \text{ мс}^{-1}$.

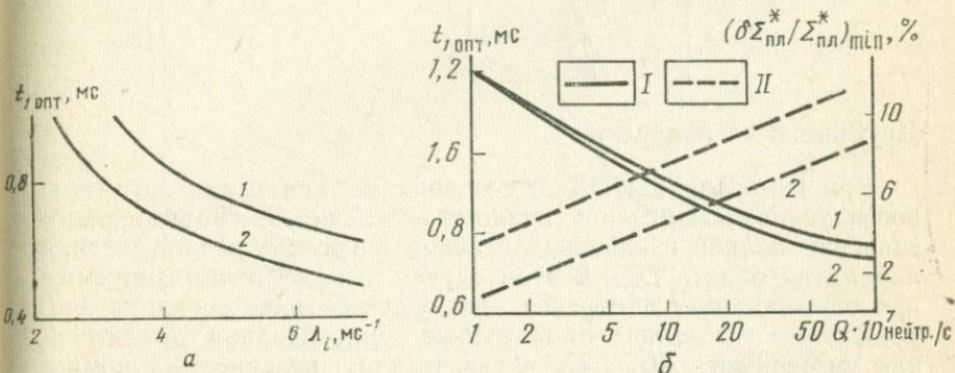


Рис. 68. Оптимальные значения начальной задержки и минимальная относительная погрешность определения $\Sigma_{\text{пл}}$ для непрерывных измерений при $\lambda_{\text{max}}=5 \text{ мс}^{-1}$ (1) и поточечных замеров в пласте с $\lambda=5 \text{ мс}^{-1}$ (2).

a — зависимость $t_{1\text{опт}}$ от величины декремента; *б* — зависимость $t_{1\text{опт}}$ и $(\delta\Sigma^*_{\text{пл}}/\Sigma^*_{\text{пл}})_{\text{мин}}$ от мощности источника $Q \times 10^7$ нейтр./с, I — $\delta\Sigma^*_{\text{пл}}/2^*\Sigma_{\text{пл}}$, II — $t_{1\text{опт}}$

Таким образом, ошибка $\delta\Sigma^*_{\text{пл}}/\Sigma^*_{\text{пл}}$, обусловленная влиянием указанных факторов, изменяется медленнее, чем статистическая погрешность измерения, согласно (VI.9). Из зависимостей (VI.8) для типичных условий измерения непрерывных диаграмм (см. рис. 68, б), следует, что существующая аппаратура (ИГН-4, ИГН-6) позволяет определять $\Sigma^*_{\text{пл}}$ лишь с ошибкой не менее 10—13%. Для того чтобы достичь вдвое меньшей погрешности, необходимо повысить выход нейtronов из источника, либо эффективность регистрации приблизительно в 50 раз, а для получения погрешности в 3—4 раза меньшей — в 300 раз. Для решения задачи определения $\Sigma^*_{\text{пл}}$ из непрерывных диаграмм ИНК с погрешностью не выше 3—5% необходимо увеличение скорости счета в 100 раз, что может быть достигнуто в результате повышения мощности источника и чувствительности детектора. Значения начальной задержки $t_{1\text{опт}}$ и интегрального счета $N_{\text{инт}}$, обеспечивающие при поточечных замерах ИНК

определение $\Sigma_{\text{пл}}^*$ с наперед заданной относительной погрешностью ε , приведены в табл. 13.

Таблица 13

Оптимальные значения $t_1 \text{ опт}$ и $N_{\text{инт}}$ при поточечных измерениях

Метод	$\varepsilon, \%$	$t_1 \text{ опт}, \text{ мс}$	$N_{\text{инт}}, \text{ тыс. имп.}$
ИННК	3	1,1	2,0
	5	0,9	1,3
	10	0,7	1,1
ИНГК	3	0,8	1,7
	5	0,6	1,3
	10	0,4	1,3

Двухзондовые измерения

При измерениях ИНК двумя зондами критерием оптимальности условий измерений является достижение минимального значения полной среднеквадратичной погрешности определения параметра пласта $D_{\text{пл}}$. В этом случае к числу оптимизируемых при однозондовых измерениях величин добавляется длина второго, более удаленного от источника зонда. Полная относительная погрешность $\delta D_{\text{пл}}/D_{\text{пл}}$ включает три независимых компонента: статистическую погрешность измерений, погрешность отношения чувствительностей детекторов на обоих зондах k (далнего к ближнему) и неточность алгоритма определения $D_{\text{пл}}$ [(см. формулу (III.2))].

Поскольку характер спада во времени регистрируемого излучения определяется в основном величиной τ , то оптимальные временные режимы измерений I , $\{\Delta t_j\}$ и t_b совпадают с полученными выше для однозондового варианта¹.

Размеры зондов. Расчеты и эксперименты показывают, что погрешность алгоритма (VI.2) убывает с уменьшением величины ближнего зонда z_1 . При этом также убывают статистическая погрешность измерений и погрешность, связанная с k . Поэтому целесообразно выбирать z минимальным. Зависимость составляющих полной погрешности от размера дальнего зонда z_2 такова: статистическая погрешность величины $D_{\text{пл}}$ имеет минимум, положение которого определяется главным образом водородосодержанием пласта; ошибка $\delta D_{\text{пл}}$, связанная с погрешностью δk , убывает с ростом z_2 ; погрешность алгоритма (VI.2) слабо зависит от z_2 . Суммарная погрешность имеет минимум,

¹ Под величиной I здесь понимается число временных окон на каждом зонде.

положение и величина которого зависит от $k_{\text{п}}$, δk и статистической точности измерений (рис. 69, а). Отсюда следует, что оптимальные размеры z_2 будут: 70—80 см при $k_{\text{п}} \geq 10\%$, $\delta k \leq 0,05$ и 90—100 см при $k_{\text{п}} \leq 10\%$.

Начальная задержка. Зависимость полной погрешности $\delta D_{\text{пл}}/D_{\text{пл}}$ от t_1 как и $\delta \Sigma^*/_{\text{пл}}/\Sigma^*_{\text{пл}}$ при однозондовых измерениях, имеет минимум, положение и величина которого определяются

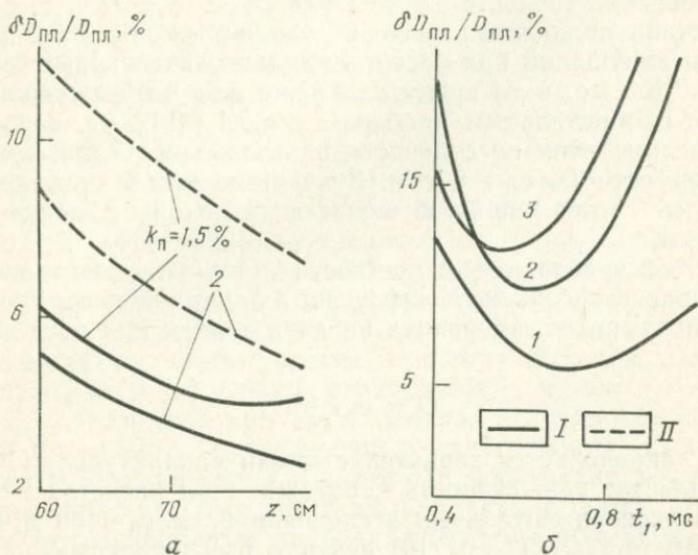


Рис. 69. Зависимость относительной погрешности определения коэффициента диффузии тепловых нейтронов в обсаженной скважине:
 a — от длины дальнего зонда z_2 ($t_1=0,7$ мс, $z_1=20$ см, $d_{\text{п}}=250$ мм); b — от начальной задержки t_1 ($z_1=20$ см, $z_2=70$ см, $k_{\text{п}}=20\%$); 1 — $d=250$ мм, $\tau_{\text{пл}}=400$ мкс; 2 — $d=250$ мм, $\tau_{\text{пл}}=250$ мкс; 3 — $d=300$ мм, $\tau_{\text{пл}}=250$ мкс. I — полная погрешность, II — погрешность за счет 5%-ной ошибки δk

$\tau_{\text{пл}}$ и статистической точностью измерений (рис. 69, б). При поточечных измерениях, когда в пластах с разными $\tau_{\text{пл}}$ обеспечивается статистическая погрешность, соизмеримая с погрешностью алгоритма (около 3—5%), оптимальные значения $t_1 = -0,7 \div 0,8$ мс. В случае непрерывных измерений, когда статистические погрешности становятся преобладающими, оптимальные значения t_1 уменьшаются приблизительно на 0,2 мс.

Величина общего числа сосчитанных нейтронов (гамма-квантов). Эта величина, достаточная для достижения заранее заданного уровня погрешности, зависит от ряда факторов, таких как $\tau_{\text{пл}}$, пористость пласта, аппаратурные погрешности и т. п. По данным экспериментальных исследований для получения погрешности $\delta D_{\text{пл}}/D_{\text{пл}} \approx 5\%$ необходимо, чтобы интегральный счет на большем зонде $N_{\text{инт}}(z_2) \approx 10^4$ имп.

Возможность количественного определения коэффициента диффузии с приемлемой для практических использований точностью (см. подраздел 17) ставилась под сомнение в работе [53]. В этой работе указывается, что измеряемая величина D_a зависит от $\tau_{пл}$ и при $\tau_{пл} \leq 0,2$ мс существенно отличается от истинного значения $D_{пл}$ пласта. Кроме того, в пластах с большим $\tau_{пл}$ равенство $D_a \approx D_{пл}$ выполняется лишь при $t > 2,0 \div 2,5$ мс, что при существующей аппаратуре не позволяет достигать требуемой точности определения $D_{пл}$.

Причина ошибочных выводов, сделанных в [53], связана с рядом допущений при расчетах: сильно завышенным значением $\tau_c = 0,205$ мс, в то время как даже для необсаженной скважины с измерительным прибором $\tau_c < 0,1 \div 0,12$ мс, недостаточным числом точек по солености пластовой воды для суждения о зависимости $D_a(\tau_{пл})$ и т. п. Вследствие этого, часть расчетов оказалась отнесенной к неинформативной области ИНК ($\tau_{пл} < \tau_c$).

Оценим требования к мощности источника нейтронов для измерений коэффициента диффузии с заданной погрешностью ϵ при непрерывных измерениях на двух зондах при двух задержках.

$$Q = v_h F / \varepsilon^2 H, \quad (\text{VI. 10})$$

где F — определяется характеристиками аппаратуры; H — мощность пласта; v_h — скорость каротажа. При расчетах с F , взятым из экспериментальных исследований, и $v_h = 100$ м/ч получено, что при $Q \approx (1 \div 5) \cdot 10^9$ нейтр./с при непрерывном каротаже погрешность измерения $D_{пл}$ не будет более 10%, если мощность пласта 2 м. При большей мощности пласта снижаются требования к выходу нейтронов источника или может быть получена более высокая точность результатов измерений, согласно зависимости (VI.10).

Приведенные выше оптимальные режимы измерения основаны на постоянстве режимов работы аппаратуры в процессе каротажа. В статьях [54, 78] предложен иной путь оптимизации, который предусматривает автоматическое управление режимом работы аппаратуры в зависимости от величины измеряемого $\tau_a = 1/\lambda$. Согласно [78], регулируются частота пульсации f , длительность вспышки генератора $\Delta t_{всп}$, t_1 , t_2 , Δt_1 , Δt_2 и ширина канала для регистрации фона t_ϕ :

$$\begin{aligned} f &= 1/10\tau_a; \quad \Delta t_{всп} = \tau_a; \quad t_1 = 3\tau_a; \quad \Delta t_1 = \tau_a; \\ t_2 &= 4\tau_a; \quad \Delta t_2 = 2\tau_a; \quad t_\phi = 7\tau_a; \quad \Delta t_\phi = 3\tau_a. \end{aligned}$$

Измерения ведутся двумя зондами. Автоматическое управление аппаратурой осуществляется за счет обратной связи, которая обеспечивает постоянное выполнение равенства

$$\frac{N(t_1, z_1) - N_\phi(z_1)/3}{N(t_2, z_1) - 2N_\phi(z_2)/3} = 2. \quad (\text{VI. 11})$$

Из условия $f=1/10\tau_0$ может быть получено значение τ_0 . Кроме τ_0 (и $\Sigma_0=4,55/\tau_0$) на поверхности регистрируется отношение показаний двух зондов $N(z_1, t)/N(z_2, t)$ с поправкой на фон, по которому оценивается водородосодержание пласта. Отношение измеренных величин $\tau_0(z_1)/\tau_0(z_2)$ используется для внесения поправки, связанной с диффузией нейтронов, в окончательное значение определяемого $\tau_{\text{пл}}$ (и Σ_0). Благодаря такой системе управления работой аппаратуры, достигается оптимальное использование выхода нейтронов и соблюдение условия оптимальности режимов измерений.

Следует отметить, что принятые здесь значения t_2 , Δt_2 будут оптимальными лишь для определенного уровня фона. Например, при переходе от ИНГК к ИННК целесообразно увеличить t_2 до 5 τ_0 , а Δt_2 до 3—4 τ_0 , исключив фоновое окно.

Область применения двухзондового метода, определяемая мощностью пластов. Приведенные алгоритмы определения $D_{\text{пл}}$ и $\tau_{\text{пл}}$ применимы лишь в однородных пластах или участках пластов мощностью не менее 1 м. Поэтому необходимо предварительно выделить такие участки в разрезе скважин. Для этого сначала проводится запись непрерывных диаграмм скорости счета двумя зондами при двух временах задержки в интервале времен 0,6—1 мс. По полученным диаграммам выделяются сравнительно однородные участки для последующих детальных исследований. В этих участках по точкам с шагом 15—20 см измеряются декременты на обоих зондах и отношение скоростей счета $N(z_1, t)/N(z_2, t)$. Однородным считается интервал пласта, в котором все три величины $\lambda(z_1)$, $\lambda(z_2)$ и $N(z_1, t)/N(z_2, t)$ изменяются не более чем на 5 %.

16. СХЕМА ТИПИЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ИНК

Результаты измерений ИНК обычно получают либо в виде распределений $N(t)$ при фиксированных зондах (z) на фиксированных глубинах H_i , либо в виде непрерывных диаграмм по стволу скважины $N(H)$ при фиксированных z и t_i . Ниже приведены типичные результаты измерений.

Графики $N(t)$. На рис. 70 приведены результаты измерений $N_n(t)$ против двух пластов, отличающихся величиной среднего времени жизни тепловых нейтронов, а именно пластов одинаковой пористости, насыщенных нефтью и сильно минерализованной водой. До $t=0,5$ мс ход зависимостей против двух пластов практически не отличается. В этот период доминирует влияние скважины. При $t>0,5$ мс наблюдаются значительные различия в декрементах затухания, что соответствует значениям $\tau_{\text{пл}}$ (см. рис. 20) для пластов, насыщенных нефтью и минерализованной водой.

Графики $N(t, z)$. На рис. 71 приведены графики $N_n(t, z_1)$ и $N_n(t, z_2)$, полученные на двух зондах $z_1 < z_2$ в одном пласте

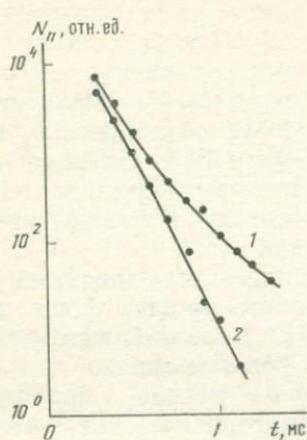


Рис. 70. Временное распределение плотности тепловых нейтронов в обсаженной скважине против пластов с различными $\tau_{пл}$.

Пласти: 1 — нефтеносный; 2 — водоносный с минерализацией воды 200 г/л NaCl. Диаметры: скважины — 250 мм, колонны — 150 мм; колонна заполнена пресной водой

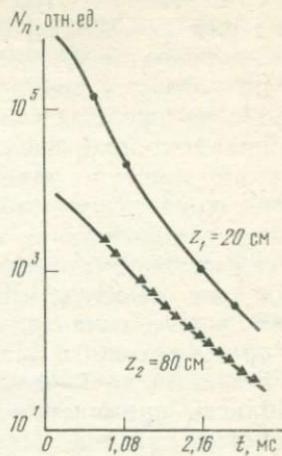


Рис. 71. Временное распределение плотности тепловых нейтронов при разной длине зонда

Породы
Глина
Плотный пласт
Глина
Нефтеносная часть пласта
Водоносная часть пласта
Глина

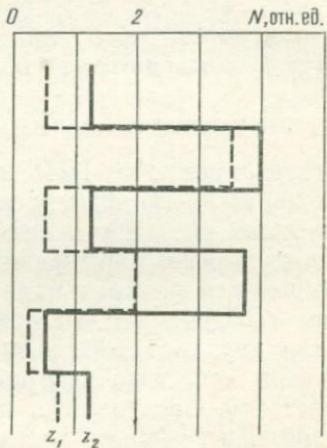


Рис. 72. Принципиальная схема показаний ИННК при двух значениях длины зонда $z_1 > z_2$

(скважина отсутствует). Из графиков видно сильное различие в ходе $N_n(t)$ до 1 мс, вызванное миграцией нейтронов от близлежащих

него детектора к дальнему. Именно этим перемещением определяется более крутой спад $N_n(t)$ на малом зонде. При больших задержках декременты затухания графиков становятся примерно равными, так как определяются величиной $\tau_{\text{пл}}$ (см. 5).

Диаграмма $N(H)$ при $t > t_{\text{ac}}$. На рис. 72 схематически изображены диаграммы ИНК, зарегистрированные при $t \geq t_{\text{ac}}$ в интервале времени Δt против пластов плотного известняка, глины и коллекторов, насыщенных нефтью и минерализованной водой.

Предполагается, что объемное содержание водорода в плотном пласте меньше, чем в глинах и коллекторах, в которых оно выбрано одинаковым. Отсюда $L_{\text{з, гл}} \approx L_{\text{з, н}} \approx L_{\text{з, в}} < L_{\text{з, п}}$, где $L_{\text{з, гл}}$, $L_{\text{з, п}}$, $L_{\text{з, в}}$, $L_{\text{з, н}}$ — соответственно длина замедления нейтронов в глине, в нефтеносном и водоносном коллекторах, в плотном пласте. Соответственно, и $D_{\text{гл}} \approx D_{\text{н}} \approx D_{\text{в}} < D_{\text{п}}$. Принято, что $\tau_{\text{н}} = \tau_{\text{п}} = \tau_{\text{гл}}$, а $\tau_{\text{в}} < \tau_{\text{н}}$. На каждой диаграмме ИНК на малом и большом зондах четко дифференцируются водоносные и нефтеносные пласти. Диаграммы в пластах, содержащих водород, отличаются друг от друга больше, чем в плотных. В связи с меньшими $L_{\text{з}}$ и D для коллекторов в этих пластах начальное распределение тепловых нейтронов более крутое по z и перераспределение их в пространстве идет медленнее, чем в плотных пластах.

Графики $N_n(t)$ в условиях проникновения бурового раствора в пласт. На рис. 73 приведен график $N_n(t)$, зарегистрированный В. М. Арбузовым в обсаженной скважине, пересекающей нефтенасыщенный пласт. Из скважины в пласт на различную глубину проникает соленый раствор. Видно, что с увеличением глубины (до 20 см) увеличивается время, начиная с которого показания ИНК отражают свойства пласта. При больших глубинах проникновения (больших 25 см) пласт при данных условиях измерений не оказывается на показаниях ИНК.

Диаграммы ИНК и НГК в условиях зоны проникновения бурового раствора в пласт и после ликвидации зоны проникновения. На рис. 74 приведена схема изменений показания ИНК

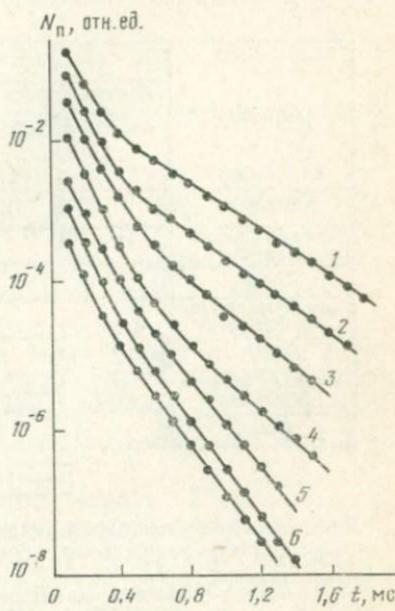


Рис. 73. Временные распределения тепловых нейтронов в зависимости от глубины зоны проникновения $R_{\text{пп}} - r_c$.

1 — 0; 2 — 5 см; 3 — 10 см; 4 — 15 см;
5 — 20 см; 6 — 26 см; 7 — 30 см

и НГК, зарегистрированных при наличии глубокого проникновения фильтрата бурового раствора в пласт и после расформирования этой зоны, когда к стенке скважины возвратился флюид, насыщающий пласт. Показаны варианты, когда минерализация фильтрата больше или меньше минерализации пластовой жидкости. Изменение показаний при повторных измерениях говорит о наличии в разрезе пласта-коллектора. По

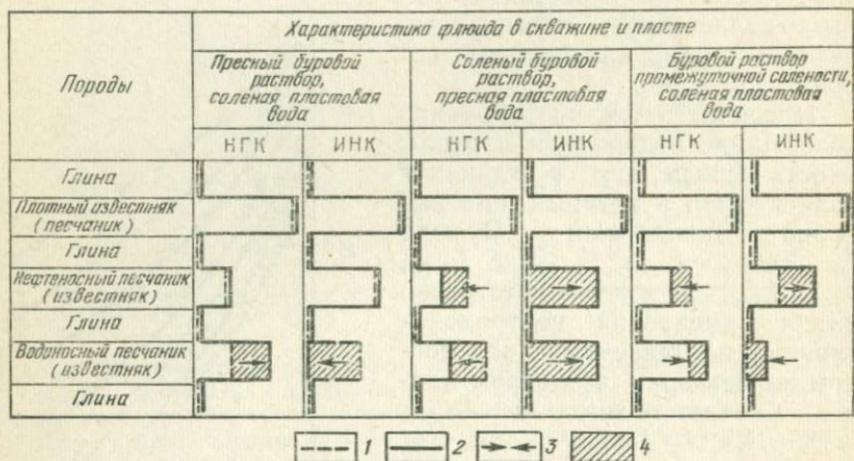


Рис. 74. Принципиальная схема изменений показаний НГК и ИНК при расформировании зоны проникновения бурового раствора в пласт.
1 — при наличии проникновения; 2 — после расформирования зоны проникновения;
3 — направление изменения интенсивности излучения в процессе расформирования зоны проникновения; 4 — зона проникновения

направлению изменений показаний можно судить о составе флюида, насыщающего пласт.

При анализе изменений показаний следует иметь в виду, что влияние ближней зоны на НГК оказывается сильнее, чем на ИНК. Поэтому изменения показаний ИНК в большей степени зависят от состава флюида в пласте, а показаний НГК — от осолонения и разрушения цементного камня.

17. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ИНК

Из физических основ ИНК вытекает, что этот метод должен быть эффективен при решении тех геологических задач, которые могут быть сведены к изучению способности горных пород, рассеивать и поглощать тепловые нейтроны. Круг таких задач оказывается довольно широким — от чисто качественных (определение положения водонефтяного контакта и т. п.) до задач, требующих количественных ответов с высокой точностью (определение пористости и нефтенасыщенности коллекто-

ров, концентрации в породах ртути, бора и т. п.). Изменения показаний ИНК, которые необходимо выделять и оценивать, меняются от нескольких порядков до нескольких процентов. В связи с этим для интерпретации результатов измерений во всем диапазоне их изменения целесообразно пользоваться различными измеряемыми характеристиками полей нейтронов и гамма-квантов. Эти характеристики можно разделить на три группы [1, 43]:

I группа — скорость счета частиц $N(H)$ при фиксированных t и z (непрерывные диаграммы);

II группа — пространственные и временные характеристики полей:

— отношение скоростей счета частиц на двух временах задержки $\alpha = N(t_1)/N(t_2)$ на одном зонде или более удобная при интерпретации величина декремента $\lambda = \ln \alpha / (t_2 - t_1)$;

— отношение скоростей счета на двух зондах $\beta = N(z_1) : N(z_2)$ при фиксированной задержке или длина релаксации $l = (z_2 - z_1) / \ln \beta$;

— отношение скоростей счета на двух зондах и при двух задержках $v = N(t_1, z_1) / N(t_2, z_2)$;

— коэффициент D_3 , характеризующий скорость увеличения β со временем $D_3 = [M_3^2(t_2) - M_3^2(t_1)] / (t_2 - t_1)$, где $M_3^2(t) = (z_2^2 - z_1^2) / 4 \ln \beta(t)$;

III группа — нейтронные параметры пласта $\Sigma^{*}_{\text{пл}} = 1/\tau_{\text{пл}}$ и $D_{\text{пл}}$. Когда исследуемые эффекты велики или задача носит качественный характер, при интерпретации достаточно использовать простейшую измеряемую величину — диаграмму $N(H)$ счета (I группа). Если изучаемые эффекты малы либо требуют количественной оценки, возникает необходимость привлекать к интерпретации характеристики из групп II или III. Необходимо подчеркнуть, что импульсные нейтронные методы позволяют измерять пространственно-временные характеристики полей α , λ , v и D_3 , а также истинные параметры пластов $D_{\text{пл}}$ и $\Sigma^{*}_{\text{пл}}$, которые не могут быть принципиально получены из данных стационарных нейтронных методов каротажа.

Группы I, II и III измеряемых величин характеризуются следующим: 1) при переходе от I группы ко II и далее к III группе резко снижается уровень помех от ближней зоны и, соответственно, повышается однозначность и точность интерпретации, а также становится возможным решение количественных задач с возрастающей точностью; 2) характеристики I — III групп, как правило, получаются путем обработки данных (первичных) измерений в последовательности от I группы к III; 3) аппаратура для измерения характеристик I — III групп и соответствующие алгоритмы обработки данных замеров усложняются при переходе от I группы ко II и далее к III.

В табл. 14 приведены примеры геологических задач, которые могут быть решены с использованием указанных характе-

Таблица 14

Задачи, решаемые с применением различных характеристик ИНК

Группы	Измеряемая характеристика полей частиц	Задачи
I	Скорость счета N	<ol style="list-style-type: none"> Выяснение характера насыщения пласта при больших k_n и C ($k_n > 0,2$, $C > 200$ г/л). Отбивка ВНК при больших k_n и C (при $k_n > 0,2$, $C > 200$ г/л). В комплексе с НГК или НК-Т задачи 1 и 2, начиная со средних k_n и C.
II	Пространственно-временные характеристики полей нейтронов и гамма-квантов: α, λ β, l γ D_α $\lambda(z_1), \lambda(z_2), \beta$	<ol style="list-style-type: none"> Решение задач 1 и 2, начиная со средних $k_n > 0,15$, $C > 100$ г/л. Решение задач 1 и 2 с использованием разновременных замеров при $k_n > 0,1$, $C > 60$ г/л. Определение k_n с погрешностью $\delta k_n \approx 0,1$ с опорными пластами при $k_n > 0,15$, $C > 150$ г/л. Грубое расчленение разреза по водородосодержанию. Расчленение разреза по величине C с учетом изменения по разрезу пористости. Оценка водородосодержания пласта с погрешностью 0,03—0,04 при поточечных замерах и выходе источника 10^7 нейтр./с и непрерывных замерах с $Q = 10^9$ нейтр./с. Выделение однородных интервалов пласта.
III	Нейтронные параметры пласта: $\Sigma_{\text{пл}}^*$, $\tau_{\text{пл}}$ $D_{\text{пл}}$	<ol style="list-style-type: none"> Решение задач 1 и 2, начиная с $k_n > 0,15$, $C > 25-30$ г/л. Решение задачи 6 при $k_n > 0,15$, $C > 70 \div 80$ г/л. Решение задачи 9 с погрешностью 0,02—0,03.

Примечание. Концентрация C указана в г/л NaCl.

ристик. Таблица составлена на основании опыта применения ИНК при исследовании нефтяных скважин и результатов экспериментальных [11, 12, 55] и теоретических [1, 47] работ по исследованию помехоустойчивости этих характеристик ИНК.

Результаты импульсного нейтронного каротажа в комплексе с результатами других промыслового-геофизических методов расширяют круг решаемых геологических задач. Например, на основе количественного определения нефтенасыщенности (комплексом импульсного нейтронного каротажа, стандартного нейтронного каротажа по тепловым нейтронам и гамма-каротажа) в песчано-глинистых отложениях в условиях необсаженных скважин появляются дополнительные возможности классификации пород с четким выделением коллекторов. Использование ИНК в разведочных скважинах в комплексе со стационарными нейтронными, акустическими и ядерно-магнитными методами дает информацию по литологическому расчленению карбонатного разреза. Сочетание нейтронных методов с акустическим каротажем дает дополнительную информацию о структуре порового пространства карбонатных коллекторов. С помощью импульсного нейтронного каротажа в комплексе со стационарными нейтронными методами можно контролировать эффективность соляно-кислотной обработки карбонатных отложений с выделением зон поглощения соляной кислоты, следить за уходом нефти за контур месторождения и т. п.

Из перечисленных характеристик наиболее широкое применение находят величины N при качественной и λ при количественной интерпретации. Отметим, что при интерпретации удобнее пользоваться параметрами λ и $\Sigma^*_{пл}$, а не τ_a и $\tau_{пл}$. Это обусловлено тем, что значения λ и $\Sigma^*_{пл}$ связаны линейно с концентрацией элементов, составляющих породу.

Принципиальными моментами при интерпретации данных ИНК являются:

- установление того, что условия измерений относятся к области эффективной применимости ИНК (см. подраздел 13), особенно в случаях больших диаметров скважин, низких значений $\tau_{пл}$, заполнения скважины пресным раствором малых временах задержки и т. п.;

- выбор способа обработки данных измерений, оценка уровня возможных помех и степени привлечения другой информации для обеспечения решения поставленной геологической задачи;

- обработка данных измерений, сопоставление их с установленными критериями интерпретации, выдача заключения о параметрах пластов с оценкой точности и достоверности.

Диаграммы скорости счета. При интерпретации показания, отнесенные к соответственному значению скорости счета в интегральном канале для исключения нестабильности нейтронного источника и детектора, сравниваются с эталонными значениями.

Последние либо рассчитываются по химическому составу пород для каждого месторождения, либо получаются путем специальных измерений против известных пластов или путем построения распределений показаний по пластам на основании данных массовых замеров с последующим выбором наиболее вероятных показаний. Степень достоверности интерпретации относительно высока при обработке данных, полученных при $t > t_{ac}$. В случае, когда тампонажный цемент осолонен или неизвестен состав жидкости в скважине, надежнее пользоваться диаграммой ИНГК (а не ИННК) или декрементами затухания. Эффективность интерпретации возрастает при сравнении результатов повторных измерений, когда в одном и том же пласте фиксируется изменение насыщающего флюида в прискважинной зоне в случаях расформирования зоны проникновения промывочной жидкости или изменения нефтегазонасыщенности при эксплуатации месторождений. Для нефтяных пластов, когда при указанных процессах содержание водорода не меняется, для грубой оценки изменения насыщенности может быть использована формула (III.17).

Нефте- и водонасыщенные пласты разделяются по диаграммам скорости счета ИНК при выполнении условия

$$k_n C \geq \frac{12}{t - 0,3} \ln \frac{s_c}{1 - 3\sqrt{N_n(t)}}, \quad (\text{VI. } 12)$$

где s_c — величина, характеризующая уровень помех при изменении тех или иных скважинных условий ω_c по стволу скважины на величину $\Delta\omega_c$,

$$s_c = N(t, \tau, \omega_c)/N(t, \tau, \omega_c \pm \Delta\omega_c);$$

$N_n(t)$ — скорость счета против известного (нефтеносного) пласта, имп/мин.

Величину s_c лучше исследовать экспериментально, но можно оценить и теоретически [47]. Расчет показывает, что за счет изменения по стволу осолонения цементного кольца $s_c \approx 2$; солености воды в колонне — $s_c \approx 4$; положения прибора в скважине — $s_c \approx 3$; диаметра скважины на ± 5 см — $s_c \approx 1,5$.

При пористости $k_n \approx 0,2$ и скорости счета примерно 250 имп/мин на уровне двойной стандартной ошибки разделяются пласти с $C > 190$ г/л NaCl для $s_c \approx 2$ и $C > 270$ г/л для $s_c \approx 3$ при задержке 0,6 мс и, соответственно, с $C > 130$ г/л и $C > 180$ г/л при задержке 0,8 мс.

Использование пространственно-временных характеристик полей и нейтронных параметров пласта. Схема определения параметров $\tau_{пл}$ и $D_{пл}$ по результатам измерений следующая.

При измерениях прибором с одним зондом по данным измерений скорости счета на нескольких задержках определяется

значение декремента λ . Величина параметра пласта $\tau_{\text{пл}}$ (или $\Sigma^*_{\text{пл}}$) подсчитывается с помощью поправки Δ , значение которой находится для данных конкретных условий измерений путем расчета или использования заранее рассчитанных таблиц (графиков) (VI.1). При измерениях двухзондовым прибором ИНК по полученным скоростям счета на двух зондах и нескольких задержках параметр пласта $D_{\text{пл}}$ определяется из зависимости (VI.2).

Угловой коэффициент D_3 в зависимости $M_3^2(t)$ [см. формулу (VI.2)] при выборе соответствующих условий измерений или введения поправок численно равен параметру пласта $D_{\text{пл}}$. Измеренное значение $M_3^2(t)$ можно также использовать при расчете поправки Δ для последующего вычисления $\tau_{\text{пл}}$ по формуле (VI.1), при этом не требуется никакой другой информации об условиях измерений.

Требования к точности оценки нейтронных параметров определяются, во-первых, поставленной геофизической задачей и, во-вторых, избранной методикой ее решения. Эти требования выясним на примерах решения ряда геофизических задач, которые можно рассматривать как основное приложение количественного определения нейтронных параметров пласта.

Для простоты предположим, что поры пласта полностью заполнены несвязанной жидкостью — смесью воды и нефти и что коэффициенты диффузии воды и нефти совпадают и равны $D_{\text{фл}}$. Будем отмечать величины, относящиеся к скелету, воде, нефти и ко всему пласту соответственно индексами ск, в, н и пл.

1. Оценка k_n по данным измерений $D_{\text{пл}}$. Из формулы (II.51) может быть получено

$$k_n(D_{\text{пл}}) = (D_{\text{пл}}^{-1} - D_{\text{ск}}^{-1}) / (D_{\text{фл}}^{-1} + D_{\text{ск}}^{-1}). \quad (\text{VI. 13})$$

Отсюда следует, что абсолютная погрешность оценки k_n не превышает заданного значения δk_n , когда

$$\frac{\delta D_{\text{пл}}}{D_{\text{пл}}} \leqslant \frac{(D_{\text{ск}} - D_{\text{фл}}) \delta k_n}{[D_{\text{фл}} + k_n(D_{\text{ск}} - D_{\text{фл}})]}. \quad (\text{VI. 14})$$

Здесь величины $D_{\text{ск}}$ и $D_{\text{фл}}$ предполагаются известными точно¹. Оценка величины $\delta D_{\text{пл}}/D_{\text{пл}}$ приведена в табл. 15. Так как коэффициент пористости необходимо определять с ошибкой не более 2—3% абр., коэффициент диффузии следует измерять с погрешностью не более 5—10% (см. табл. 15).

¹ Согласно измерениям, $\delta D_{\text{фл}}/D_{\text{фл}} \approx 1\%$; неопределенность в значении $D_{\text{ск}}$ за счет изменения химического состава, например при изменении степени доломитизации известняка на 20%, не превышает 3%. В сумме эти погрешности могут лишь незначительно увеличить ошибку в оценке пористости по данной методике.

Таблица 15

Точность определения коэффициента $\delta D_{\text{пл}}/D_{\text{пл}}$ (%), необходимая для определения пористости $k_{\text{п}}$ с заданной погрешностью $\delta k_{\text{п}}$

$k_{\text{п}}$	$D_{\text{пл}}$, см ² /мс	$\delta k_{\text{п}}, \%$ абс.		
		1	2	3
0,05	186	4,2	9,5	13,7
0,15	136	3,0	6,0	9,0
0,25	104	2,3	4,6	6,9

2. Оценка коэффициента нефтенасыщенности по данным измерения $\Sigma^*_{\text{пл}}$. Для пласта, поры которого полностью насыщены смесью воды и нефти,

$$\Sigma^*_{\text{пл}} = (1 - k_{\text{п}}) \Sigma^*_{\text{ск}} + k_{\text{п}} k_{\text{н}} \Sigma^*_{\text{н}} + k_{\text{п}} (1 - k_{\text{н}}) \Sigma^*_{\text{в}}. \quad (\text{VI. 15})$$

Это соотношение лежит в основе двух различных методик оценки $k_{\text{н}}$ по данным ИНК.

А. Определение $k_{\text{н}}$ по однократным замерам. Если величины $\Sigma^*_{\text{ск}}$, $\Sigma^*_{\text{в}}$, $\Sigma^*_{\text{н}}$ известны точно, а $k_{\text{п}}$ — с абсолютной погрешностью $\delta k_{\text{п}}$, то $k_{\text{н}}$ определяется по формуле:

$$k_{\text{н}} = \frac{\Sigma^*_{\text{ск}} - \Sigma^*_{\text{пл}} + k_{\text{п}} (\Sigma^*_{\text{в}} - \Sigma^*_{\text{ск}})}{k_{\text{п}} (\Sigma^*_{\text{в}} - \Sigma^*_{\text{н}})}, \quad (\text{VI. 16})$$

а допустимая погрешность $\delta \Sigma^*_{\text{пл}}$, при которой ошибка определения $k_{\text{н}}$ не превосходит заданного значения $\delta k_{\text{н}}$, будет

$$\delta \Sigma^*_{\text{пл}} = \sqrt{[\delta k_{\text{н}} (\Sigma^*_{\text{в}} - \Sigma^*_{\text{н}}) k_{\text{п}}]^2 - [\frac{\delta k_{\text{п}}}{k_{\text{п}}} (\Sigma^*_{\text{пл}} - \Sigma^*_{\text{ск}})]^2}. \quad (\text{VI. 17})$$

Результаты расчетов $\delta \Sigma^*_{\text{пл}}$ по формуле (VI.17) для различных $k_{\text{п}}$, $k_{\text{н}}$, $\delta k_{\text{п}}$ и $\delta k_{\text{н}}$ приведены в табл. 16.

При пористости $k_{\text{п}} \geq 0,1$ основной вклад в погрешность вносят ошибки измерений нейтронных параметров пластов $D_{\text{пл}}$ и $\tau_{\text{пл}}$ и в меньшей степени — скелета. Например, при $k_{\text{п}} > 0,2$ величина $\delta k_{\text{п}}$ не превышает 5—7% даже при погрешности оценки $\delta \Sigma_{\text{ск}} \approx 0,2$, а погрешность $\delta k_{\text{н}}$ не более 1% при погрешностях $\delta D_{\text{ск}} = \delta \tau_{\text{ск}} = 0,1$ и $\delta k_{\text{п}} = 0,2$, если минерализация пластовой воды 200 г/л NaCl. В то же время, чтобы погрешность $\delta k_{\text{н}}$ не превышала 10% при $k_{\text{п}} = 0,6$, $k_{\text{п}} = 0,2$, необходимо чтобы $D_{\text{пл}}$ и $\tau_{\text{пл}}$ были измерены с относительной погрешностью не более 5—6% или при $k_{\text{п}} = 0,1$ 2—3%. Ограничения точности определения $k_{\text{п}}$ и $k_{\text{н}}$ связаны не только со статистической погрешностью измерений, но и с наличием зоны проникновения, неоднородностью пластов и их конечными размерами по мощности, низкой минерализацией пластовых вод и недостаточной точно-

Таблица 16

Допустимые относительные погрешности $\delta\Sigma_{\text{пл}}^*/\Sigma_{\text{пл}}^*$ (в %)
для определения $k_{\text{н}}$ с заданной погрешностью $\delta k_{\text{н}}$

$k_{\text{н}}$	$\delta k_{\text{н}}$	C, г/л NaCl	$k_{\text{н}}$					
			0,1			0,25		
			$\delta k_{\text{н}}, \%$ абс.		$\delta k_{\text{н}}, \%$ абс.		0	1
0,8	0,05	50	1,0	—	—	2,1	1,1	—
		100	1,9	1,5	—	3,5	3,0	—
		200	3,7	3,3	2,1	6,4	6,1	5,0
	0,1	50	2,1	1,8	2,5	2	4	2,5
		100	3,8	3,6	3,0	7	7	6,0
		200	7,4	7,2	6,8	13	12,5	12,0
0,3	0,05	50	1,0	—	—	1,4	—	—
		100	1,5	—	—	2,2	—	—
		200	2,6	1,0	—	3,2	1,1	—
	0,1	50	1,8	1,0	—	2,8	1,9	—
		100	3,0	2,4	—	4,4	3,6	—
		200	5,0	4,7	1,5	6,4	5,8	2

Примечание. Предполагается, что параметры $\Sigma_{\text{ск}}^*$, $\Sigma_{\text{в}}^*$ и $\Sigma_{\text{н}}^*$ известны точно, а $k_{\text{н}}$ с погрешностью $\delta k_{\text{н}}$.

стью алгоритмов. Подобные ограничения характерны и для других методов геофизики.

Б. Методика разновременных замеров. В этом случае проводится измерение $\Sigma_{\text{пл}}^*$ сразу после крепления скважины, когда зона проникновения фильтрата бурового раствора в пласт еще не расформировалась и насыщение пласта известно и равно $k_{\text{н}}^{(0)}$. Тогда значение $k_{\text{н}}$ выражается через измеренное для данного времени значение $\Sigma_{\text{пл}}$ по формуле

$$k_{\text{н}} = k_{\text{н}}^{(0)} - (\Sigma_{\text{пл}}^* - \Sigma_{0\text{пл}}^*) / k_{\text{н}} (\Sigma_{\text{в}}^* - \Sigma_{\text{н}}^*). \quad (\text{VI. 18})$$

Погрешность $\Sigma_{\text{пл}}^*$, при которой определение $k_{\text{н}}$ возможно с ошибкой не больше $\delta k_{\text{н}}$, будет

$$\delta \Sigma_{\text{пл}}^* = V(k_{\text{н}} \delta k_{\text{н}})^2 - [(1 - k_{\text{н}}) \delta k_{\text{н}}]^2 \frac{(\Sigma_{\text{в}}^* - \Sigma_{\text{н}}^*)}{V^2}. \quad (\text{VI. 19})$$

Здесь предполагается, что $\Sigma_{\text{пл}}^*$ и $\Sigma_{0\text{пл}}^*$ определяются с одинаковой погрешностью. Результаты расчетов $\delta \Sigma_{\text{пл}}^*$ приведены в табл. 17. Как видно из табл. 16 и 17, точность определения сечения поглощения нейтронов в пласте может меняться от 1 до 10% в зависимости от поставленной задачи, метода ее решения и геологических условий. Однако в большинстве случаев,

Таблица 17

Максимально допустимые погрешности $\delta\Sigma_{\text{пл}}^*/\Sigma_{\text{пл}}^*$ (%), необходимые для определения коэффициента нефтенасыщенности с заданной погрешностью по методике с опорным пластом

k_n	$C, \text{ г/л}$ NaCl	$k_H = 80\%$						$k_H = 30\%$					
		$\delta k_H = 5\% \text{ абс.}$			$\delta k_H = 10\% \text{ абс.}$			$\delta k_H = 5\% \text{ абс.}$			$\delta k_H = 10\% \text{ абс.}$		
		0	1	2	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0,1	50	0,8	0,7	0,5	1,6	1,5	1,4	0,65	—	—	1,3	1,0	—
	100	1,5	1,3	0,8	3,0	2,6	2,5	1,1	—	—	2,2	1,5	—
	200	3,0	2,5	1,6	6,0	5,1	4,8	1,9	—	—	3,8	2,7	—
0,25	50	1,45	1,4	1,35	2,9	2,8	2,7	1	0,8	—	2	2	1,7
	100	2,5	2,5	2,3	5,0	5,0	4,9	1,6	1,3	—	3,2	3,0	2,6
	200	4,5	4,5	4,3	9,0	9,0	9,0	2,6	2,0	—	4,8	4,6	4,0

Примечание. Значения Σ_B^* и Σ_H^* предполагаются известными точно; $\delta\Sigma_{\text{пл}}^*$ рассчитывается по формуле (VI. 19).

за исключением наиболее благоприятных (одновременно высокие значения пористости, минерализации и нефтенасыщенности), для точного количественного определения нефтенасыщенности необходимо определение сечения поглощения с точностью не хуже 3—4 %. Отметим, что методика повторных замеров имеет следующие преимущества по сравнению с методикой однократных измерений k_n : 1) в алгоритмы определения k_n по формуле (VI.18) не входит параметр $\Sigma_{\text{ск}}^*$, для нахождения которого требуются дополнительные измерения, и он определяется, как правило, с невысокой точностью; 2) погрешность измерения k_n меньше влияет на точность оценки k_n ; 3) поскольку в формулу (VI.18) измеряемые величины $\Sigma_{\text{пл}}^*$ и $\Sigma_{0\text{пл}}^*$ входят в виде разности, нет необходимости определять абсолютные значения сечений этих величин. Их достаточно знать с точностью до аддитивной постоянной, не зависящей от поглощающих свойств пласта. Поскольку $\Sigma_{\text{пл}}^*$ выражается через измеряемый декремент λ по формуле $\Sigma_{\text{пл}}^* = \lambda - \Delta$, где Δ практически не зависит от $\Sigma_{\text{пл}}^*$, алгоритм (VI.18) для определения k_n выражается через измеряемые величины:

$$k_n \approx k_n^{(0)} - (\lambda - \lambda^{(0)}) / k_n (\Sigma_B - \Sigma_H). \quad (\text{VI. 20})$$

Основной недостаток методики повторных замеров — высокие требования к точности определения начальной нефтенасыщенности. Однако это требование снимается, если нужно определять не коэффициент нефтенасыщенности, а величину его изменения (например, при оценке скорости выработки пласта).

3. Оценка k_n по данным измерения асимптотической длины релаксации потока нейтронов l_{ac} (вдоль оси скважины).

Для оценки допустимой погрешности измерения l_{ac} воспользуемся расчетной зависимостью ее от k_n [47]. Требуемая точность измерения l_{ac} определяется как

$$\delta l_{ac} = |(\partial l_{ac}/\partial k_n)| \delta k_n, \quad (\text{VI. 21})$$

а результаты расчета приведены в табл. 18.

Таблица 18

Относительная погрешность $\delta l_{ac}/l_{ac}$ (%), необходимая для определения k_n с заданной погрешностью δk_n

k_n	l_{ac} , см	δk_n , % абс.		
		1	2	3
0,05	16,3	5,0	10,0	15,0
0,15	12,5	2,0	4,0	6,0
0,25	11,3	1,3	2,5	4,0

Из табл. 18 следует, что чувствительность параметра l_{ac} к пористости при малых ее значениях довольно хорошая, а при средних и больших — низкая.

4. Оценка плотности породы по данным измерения линейного коэффициента поглощения гамма-квантов μ . Величина μ пропорциональна плотности породы ρ_p . Так как требуемая (например, для оценки пористости) точность определения плотности пород около $0,01—0,02$ г/см³, соответствующая относительная погрешность определения μ не должна быть более 1%. Для исключения влияния нейтронных свойств среды и скважины измеряемая для определения μ характеристика полей F_μ должна представлять некоторую разностную систему из показаний ИНГК и ИННК на больших временах задержки, например, $F_\mu(t) = M^2_\gamma(t) - M^2_n(t) \rightarrow \mu^{-2}$. Это обусловливает трудность получения требуемой высокой статистической точности измерения F_μ . Например, погрешность измерения величины $F_\mu(t)$ даже в модельных опытах [17] составляет 20%. Другой возможный вид характеристики $\hat{F}_\mu(t) = N_\gamma(t)/N_n(t)$ при $t \rightarrow \infty$ требует набора приблизительно 10^5 импульсов при $t \approx 1,5$ мс.

Средние квадратичные погрешности оценки \hat{k}_n и k_n находят из выражений

$$\sigma_{\hat{k}_n} = \frac{D_{ck}}{D_{ck} - D_{fl}} \left[\left(\frac{D_{fl}}{D_{nk}} \delta D_{nk} \right)^2 + \left(\frac{D_{fl}}{D_{ck}} \delta D_{ck} \right)^2 (1 - k_n)^2 \right]^{1/2}, \quad (\text{VI. 22})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{k_n} = & k_n^{-1} \hat{k}_n^{-1} (\tau_b^{-1} - \tau_n^{-1})^{-1} [\delta \hat{k}_n^2 (\tau_n^{-1} - \tau_{ck}^{-1})^2 + \\ & + \delta \tau_{ck}^2 \frac{(1 - k_n)^2}{\tau_{ck}^2} + \delta \tau_n^2 \frac{1}{\tau_n^2}]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{VI. 23})$$

Опыт обработки данных измерений ИНК с целью определения по ним характеристик полей нейтронов α , λ , β , l_{ac} , D_α , t и D и нахождения по ним физических параметров k_p и k_n показывает, что распространенные приемы обработки результатов измерений графическими методами или по простейшим номограммам требуют больших затрат ручного труда. Это приводит к неполному использованию экспериментальных данных и за-

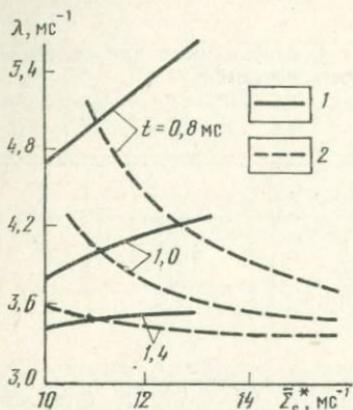


Рис. 75. Расчетная зависимость декремента затухания плотности нейтронов при ИНК от величины $\bar{\Sigma}_c^*$.

Изменение $\bar{\Sigma}_c$: 1 — за счет осолонения цемента, 2 — за счет осолонения воды в колонне

трудняет объективную оценку статистических и систематических погрешностей результатов обработки. Представляется перспективной разработка комплекса программ для обработки данных ИНК на ЭВМ. Одна из таких программ «Гипербола» предназначена для вычисления методом наименьших квадратов нейтронных параметров τ , D , $\Lambda^2 z$ и их погрешностей, обусловленных как статистическими флуктуациями, так и неточностью определения отношения чувствительности индикаторов. Другая программа НИКА вычисляет коэффициент нефтенасыщенности песчаных пластов по данным комплекса ИНК, НКТ и ГК с использованием методики нескольких опорных пластов. Дальнейшая разработка подобных программ должна существенно повысить информативность ИНК в комплексе с другими методами каротажа. Для эффективного использования материалов ИНК создаются средства консервации результатов скважинных измерений.

В заключение заметим, что при интерпретации данных измерений учет помех от скважины можно было бы упростить, а объем палеточных или эталонных зависимостей, получаемых с помощью расчетов или экспериментов на моделях, сократить, если бы удалось найти не очень сложное правило «гомогенизации» обсаженной скважины. На рис. 75 приведена зависимость декремента λ от величины усредненного сечения поглощения нейтронов в обсаженной скважине $\bar{\Sigma}_c^*$. Видно, что при $t \gg 0,8$ мс характер зависимости декремента от изменения погло-

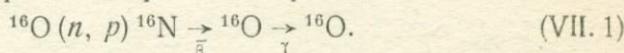
щения нейтронов в разных зонах различен: увеличение $\Sigma_{\text{цем}}^*$ приводит к росту декремента λ , а увеличение $\Sigma_{\text{в}}^*$ — наоборот, к уменьшению λ . Отсюда следует, что простого правила «гомогенизации» обсаженной скважины в области малых и средних времен ($t \leq 1$ мс) не существует. При $t > 1$ мс зависимости $\lambda(\Sigma_{\text{цем}}^*)$ и $\lambda(\Sigma_{\text{в}}^*)$ становятся очень слабыми и приближенная «гомогенизация» скважины всегда возможна. Так, результаты расчета величины относительного отклонения декрементов ИННК в реальной (обсаженной) и соответствующей «гомогенной» скважине $(\lambda - \lambda_{\text{гом}})/\Sigma_{\text{пл}}$ в зависимости от t и других условий измерения показывают, что при $t > 1,5$ мс эта величина не превосходит 2 %.

VII. ДРУГИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

18. ИМПУЛЬСНЫЙ КИСЛОРОДНЫЙ АКТИВАЦИОННЫЙ КАРОТАЖ

Физические основы метода

Кислородный активационный каротаж¹ основан на регистрации гамма-излучения, возникающего при активации ядер кислорода ^{16}O быстрыми нейтронами по реакции



Эта реакция эндотермическая, с энергетическим порогом около 10,2 МэВ. Период полураспада изотопа ^{16}N равен 7,35 с, энергия гамма-излучения $E=6,13$ МэВ с выходом 68% и 7,12 МэВ с выходом 5% [67].

Сочетание малого периода полураспада образующегося изотопа и высокой энергии гамма-излучения облегчает определение концентрации кислорода. Его содержание в породах различного литологического состава около 50% и изменяется главным образом в горных породах, содержащих ископаемые с пониженной концентрацией кислорода: каустобиолиты (нефть, газ, битумы, угли, горючие сланцы, озокериты, асфальты), сапропелевую серу, сульфидные руды, ископаемый янтарь, галоидные соли.

Кислородный каротаж осуществляется при использовании скважинного генератора нейтронов, излучающего нейтроны с начальной энергией 14 МэВ. Ввиду того что энергетический порог реакции и начальная энергия нейронов близки по величине, основную долю активации вызывают нерассеянные нейтроны. Пространственное распределение активированных ядер кислорода в первом приближении аппроксимируется зависимостью (III.4). Величина свободного пробега нейтронов с энергией 14 МэВ в горных породах 10—14 см, что соизме-

¹ Кислородный активационный метод с непрерывным источником нейтронов развит в США (Юманс и др.) и в СССР (В. М. Запорожец, А. И. Кедров), а с импульсным — в СССР (Н. В. Попов, А. И. Кедров, Л. Н. Воронков, В. Г. Цейтлин, Ю. С. Шимелевич и др.).

римо с расстоянием, которое нейтроны пролетают по скважине прежде, чем достигают пласта. Поэтому в случаях, когда скважина заполнена веществом, содержащим кислород, излучение из скважины составляет заметную долю излучения из пласта.

Интенсивность излучения ядер кислорода, которые активированы в условиях скважины, пересекающей пласт, изучена теоретически и экспериментально [51]. Ниже даются результаты расчета для следующих условий. Скважина состоит из пяти коаксиальных слоев (прибор, стальная гильза, флюид в скважине, стальная колонна, цементное кольцо); диаметры прибора — 80 мм, гильзы — 100 мм, скважины — 125, 200 и 250 мм, колонны — 125 и 150 мм; скважина заполнена нефтью, промывочной жидкостью или пресной водой. Точечный источник нейтронов с энергией 14 МэВ и детектор гамма-излучения расположены на оси прибора на расстоянии z друг от друга, а между ними расположен свинцовый экран. Детектор с одинаковой эффективностью регистрирует гамма-кванты с энергией от 3 до 7 МэВ. Расчет выполнен для следующих типов горных пород: глины; кварцевого песчаника с пористостью от 0 до 30%, насыщенного нефтью, пресной и минерализованной водой; водо- и нефтенасыщенного песчаника со слоистой глинистостью и открытой пористостью 16%; алевролита глинистого, водо- и нефтенасыщенного с пористостью от 0 до 20%; плотного ангидрита; известняка водо- и нефтенасыщенного с пористостью от 0 до 30%. Были рассмотрены породы с кавернами безграничных размеров, заполненными пресной водой, промывочной жидкостью и цементом. Предполагалось, что имеется динамическое равновесие между активируемыми и распадающимися ядрами изотопа ^{16}N и что активация кислорода вызывается нейтронами, не испытавшими соударений.

Из результатов расчетов, приведенных в табл. 19, можно сделать выводы. Горные породы по величине потока гамма-излучения наведенной активности ядер кислорода на оси скважины распределяются следующим образом. Если принять $\Phi_{\text{на}}$ в воде за 100%, то соответствующие значения: в промывочной жидкости — 98%, в плотном песчанике — 88%, в глине — 87%, гипсе — 86%, цементе — 85%, алевролите — 84%, известняке — 81%. Плотные минералогические разности горных пород различаются слабо, в пределах 5%. При переходе от плотных разностей к пористым, водонасыщенным того же минералогического состава, поток гамма-излучения слабо возрастает — при $k_{\text{п}} = -30\%$ для песчаника и известняка на 5%. При переходе от плотных к нефтенасыщенным разностям поток заметно убывает. Различия между нефтеносным и водонасыщенными разностями одного минералогического состава при одинаковом $k_{\text{п}} = -0,30$ будут составлять 0,12.

На рис. 76 показаны расчетные зависимости величины потока гамма-квантов наведенной активности $\Phi_{\text{на}}$ от пористости

Зависимость показаний кислородного каротажа от вариации пластовых и скважинных условий

Вещество	Плотность, г/см³	Однородная среда	Необсаженная скважина				Обсаженная скважина								
			вода в скважине		в скважине нефть		в скважине вода				в скважине нефть				
			$d_c = 200$ мм	$d_c = 250$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_c = 200$ мм	$d_c = 250$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_c = 200$ мм	$d_c = 250$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	
			$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 125$ мм	$d_{\text{КОЛ}} = 150$ мм	
Пресная вода	1,00	5,39	5,39	5,06	5,04	2,55	2,95	2,34	2,72	2,35	2,44	2,14	2,20		
Минерализованная вода	1,17	4,64	4,71	4,67	4,76	2,33	2,71	2,21	2,58	2,13	2,19	2,01	2,06		
Промывочная жидкость на ишимбаевской белой глине плотностью 2,664 г/см³	1,20	5,01	5,11	5,01	5,01	2,49	2,89	2,32	2,70	2,30	2,38	2,12	2,18		
Цемент	1,90	3,22	3,66	4,40	4,67	2,14	2,51	2,14	2,51	1,94	1,98	1,94	1,98		
Глина	2,40	3,35	3,83	4,56	4,81	2,22	2,60	2,20	2,57	2,02	2,07	1,99	2,05		
Гипс	2,30	3,29	3,78	4,53	4,78	2,20	2,58	2,19	2,56	2,00	2,05	1,98	2,04		
Ангидрит	2,90	2,90	3,43	4,37	4,69	2,11	2,47	2,14	2,51	1,90	1,95	1,94	1,98		
Песчаник:															
плотный водоносный, k_n (%):	2,65	3,30	3,83	4,65	4,89	2,25	2,63	2,23	2,60	2,05	2,11	2,02	2,08		
12		3,48	3,96	4,68	4,90	2,27	2,66	2,24	2,61	2,07	2,14	2,03	2,09		
20		3,63	4,09	4,73	4,92	2,30	2,69	2,25	2,63	2,10	2,17	2,05	2,11		
30		3,84	4,25	4,79	4,95	2,34	2,73	2,26	2,64	2,14	2,22	2,06	2,13		
нефтеносный, k_n (%):	Нефти 0,08														
12		3,25	3,72	4,47	4,73	2,17	2,54	2,17	2,54	1,97	2,02	1,96	2,01		
20		3,23	3,64	4,34	4,63	2,12	2,48	2,13	2,49	1,92	1,96	1,92	1,97		
30		3,19	3,55	4,21	4,51	2,06	2,41	2,08	2,44	1,85	1,88	1,87	1,91		
Песчаник глинизованный слоями:															
водоносный, открытая пористость, $k_n = 16\%$		3,55	4,0	4,68	4,88	2,27	2,66	2,23	2,61	2,07	2,14	2,03	2,09		
нефтеносный, открытая пористость, $k_n = 16\%$		3,27	3,69	4,39	4,67	2,14	2,51	2,14	2,51	1,94	1,99	1,94	1,98		
Алевролит глинистый:															
плотный водоносный, $k_n = 12\%$	2,70	2,99	3,51	4,40	4,70	2,13	2,50	2,15	2,52	1,93	1,97	1,94	1,99		
нефтеносный, $k_n = 12\%$		3,19	3,67	4,46	4,73	2,17	2,54	2,17	2,54	1,96	2,01	1,96	2,01		
Известняк:															
плотный водоносный, k_n (%):	2,70	2,92	3,42	4,32	4,65	2,09	2,46	2,13	2,49	1,89	1,93	1,92	1,97		
12		3,13	3,60	4,40	4,69	2,14	2,50	2,15	2,51	1,93	1,98	1,94	1,99		
20		3,27	3,72	4,45	4,71	2,16	2,54	2,16	2,53	1,96	2,01	1,96	2,00		
30		3,47	3,88	4,51	4,75	2,20	2,58	2,18	2,55	2,00	2,05	1,97	2,02		
нефтеносный, k_n (%):															
12		2,90	3,35	4,18	4,52	2,03	2,39	2,08	2,44	1,83	1,86	1,87	1,91		
20		2,87	3,82	4,07	4,43	1,98	2,33	2,04	2,39	1,78	1,80	1,83	1,86		
30		2,79	3,16	3,90	4,29	1,91	2,25	1,99	2,33	1,70	1,71	1,78	1,80		

горных пород $k_{\text{пп}}$. В исследованном диапазоне значений $k_{\text{пп}}$ расчетные зависимости $\Phi_{\text{г на}}(k_{\text{пп}})$ близки к линейным. Замена воды на нефть в скважине приводит к снижению $\Phi_{\text{г на}}$ на 20%. Если показания против водонасыщенного пласта принять за единицу, то $\Phi_{\text{г на}}$ для песчаника нефтеносного равно соответственно 0,94 при $k_{\text{пп}}=30\%$, 0,96 при $k_{\text{пп}}=20\%$ и 0,97 при $k_{\text{пп}}=15\%$.

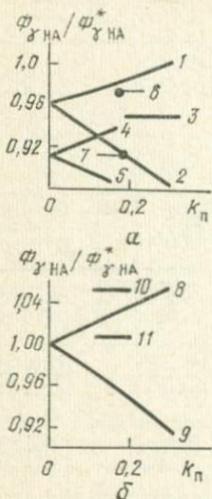


Рис. 76. Расчетная зависимость относительных показаний кислородного каротажа от пористости пласта.

Нормировка: a — по показаниям в пласте водонасыщенного песчаника $\Phi_{\text{г на}}^*$ с $k_{\text{пп}}=0,2$; b — по показаниям в плотном известняке $\Phi_{\text{г на}}$. 1, 2 — песчаник; 3 — глина; 4, 5 — алевролит; 6, 7 — глинистый песчаник с $k_{\text{пп}}=16$; 8, 9 — известняк; 10 — плотный гипс; 11 — ангидрит. Насыщение: 1, 4, 6, 8 — пресная вода; 2, 5, 9 — нефть. $d_c=200$ мм, $d_{\text{кол}}=125$ мм, в колонне пресная вода

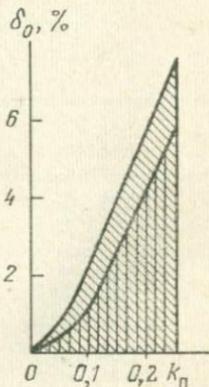


Рис. 77. Область значений коэффициента пористости и параметра нестабильности аппаратуры, при которых вероятность ошибки разделения пластов на нефте- и водонасыщенные не превышает 0,15 (косая штриховка) и 0,05 (вертикальная штриховка)

На рис. 77 показаны области значений $k_{\text{пп}}$ и параметра относительной нестабильности аппаратуры δ_a , при которых вероятность ошибочного определения характера насыщения пласта не превосходит заданной величины. Из рис. 77 видно, что при $\delta_a=5\%$ вероятность ошибки больше 0,15 в интервале $0 \leq k_{\text{пп}} \leq 20\%$. Проводить измерения с такой аппаратурой нецелесообразно. При нестабильности аппаратуры $\delta_a \leq 3\%$ разумно использовать кислородный каротаж только при $k_{\text{пп}} > 10\%$.

Методика проведения измерений и аппаратура. Импульсный активационный каротаж можно проводить либо в выбранных точках разреза, либо при непрерывном перемещении прибора по скважине с постоянной скоростью.

При реализации первого способа расстояние между источником нейтронов и детектором должно быть минимальным и не превышать 30—40 см. Генератор нейтронов должен работать в импульсном режиме с длительностью нейтронной вспышки не более 100 мкс (чтобы можно было применять в комплексе кислородный каротаж и ИНГК) и с f порядка 10—20 Гц. В каждом цикле регистрация активационного эффекта начинается спустя $t = 10 \div 20$ мс после нейтронного импульса для исключения фона, обусловленного гамма-излучением неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов, и продолжается всю оставшуюся часть цикла.

При непрерывном активационном кислородном каротаже возможно применение скважинных генераторов, работающих в режиме как постоянного, так и импульсного излучения нейтронов. Использование постоянно излучающего генератора нейтронов требует расстояния детектор — источник больше 2 м для исключения влияния гамма-излучения неупругого рассеяния и радиационного захвата. Такой способ применяется в США [16].

В Советском Союзе распространен импульсный вариант, позволяющий выполнять непрерывный и поточечный каротаж при малой длине зонда (около 40 см) в сочетании с измерениями ИНГК. Для регистрации результатов каротажа используется спектрометрический датчик с пороговой дискриминацией более 3 МэВ, что обеспечивает избирательную чувствительность метода.

Для кислородного каротажа можно использовать аппаратуру НГС-1 и НГС-4, разработанную Ленинградским ОКБ НПО «Геофизика» по заданию ВНИИЯГГ¹, а также аппаратуру ИГН-6². Режим работы аппаратуры рекомендуется следующим: выход нейтронов — $5 \cdot 10^7 \div 10^8$ нейтр./с при частоте 10 Гц; детектор NaI(Tl); порог дискриминации 3 МэВ; длина зонда 40 см; начало регистрации $t_1 = 20$ мс; интервал регистрации $t = 75$ мс.

Мониторирование нейтронного выхода в НГС-4 осуществляется детектором, расположенным вплотную к источнику нейтронов. Детектор регистрирует быстрые нейтроны по реакции $^{11}\text{B} (n, \alpha)^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. По точечным измерениям в каждой точке пласта за несколько минут регистрируется $5 \cdot 10^4$ имп в канале монитора и 10^4 имп в канале наведенной активности, что обеспечивает среднюю квадратичную статистическую ошибку не более 1,2—1,3%.

Примеры применения кислородного каротажа. Опыт разработки и опробования кислородного каротажа показывает, что его целесообразно применять для выявления нефтенасыщенных

¹ Разработка Ю. П. Любавина, Р. А. Джемилева, Н. Н. Нещадимова и др.

² Разработка Д. Ф. Беспалова, Б. Н. Дыдыкина, В. Ф. Романовского, В. М. Аванесова и др.

пластов с высокой пористостью (более 12—15%) в условиях, когда минерализация пластовых вод мала. Кислородный каротаж применяется в комплексе с ИНГК, цементометром, кавернометрией, акустическим методом.

На рис. 78 приведены результаты измерения методом кислородного каротажа в скважине одного из нефтяных месторождений. По данным электротометрии породы характеризуются как:

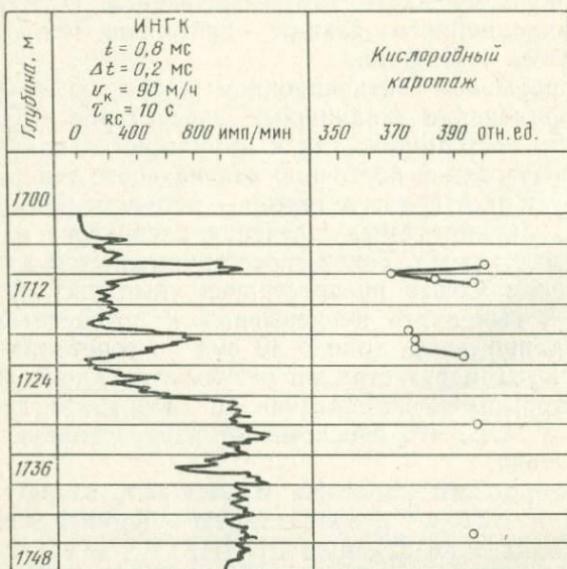


Рис. 78. Пример выделения нефтенасыщенных пластов по результатам комплекса кислородного каротажа и ИНГК.

Скважина не перфорирована, заполнена пресной водой

1707, 21—1709 м — нефтеносные алевролиты; 1716—1718 м — песчаники нефтеносные, глинистые; 1724—1738 м — песчаники неоднородные; 1732—1735 м — глинистые; 1738—1748,2 м — песчаники, обводненные пресной водой.

Измерения методами ИНГК и кислородного каротажа в 1973 г. дали следующие результаты: пласт песчаника в интервале 1724—1738 м полностью обводнен; в интервале 1707,2—1709 м насыщен нефтью (дифференциация 7,7%); пласт песчаника, залегающего в интервале 1716,0—1718,8 м, также насыщен нефтью (дифференциация 5,5%). Подошвенная часть его мощностью около 1 м, сильно заглинизованный, отмечается повышенными показаниями кислородного каротажа и пониженными показаниями ИНГК. При этом в интервале 1720—1724 м отмечен некачественный цементаж.

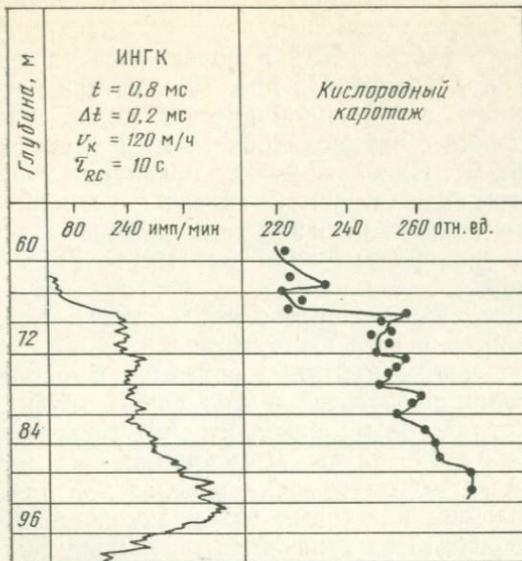


Рис. 79. Пример выделения пласта, содержащего битум, по результатам комплекса кислородного каротажа и ИНГК

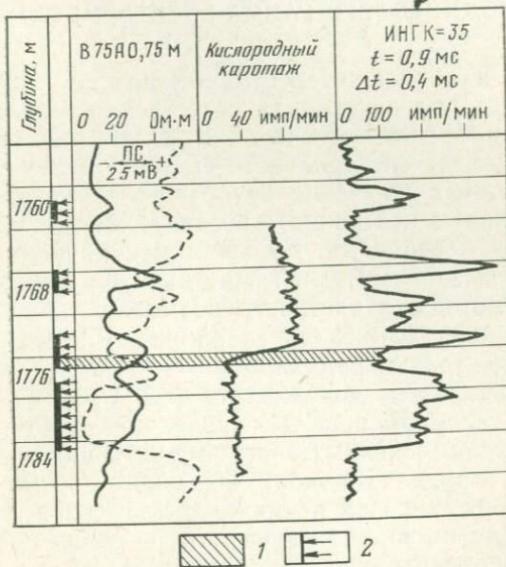


Рис. 80. Выделение водоотдающих интервалов по данным ИНГК и кислородного каротажа в действующей скважине:
1 — водоотдающий пласт; 2 — интервалы перфорации

Перспективы применения кислородного каротажа связаны с изучением битумсодержащих пластов. Зачастую содержание битума в них достигает 30% и более, что повышает надежность таких определений. На рис. 79 приведен пример исследования скважины, заполненной пресной водой и пересекающей пласти песчаника с битумом (66—76 м) и песчаника с пресной водой (76—82 м). Наиболее низкие показания кислородного каротажа в интервале 60—66 м связаны с влиянием обсадной колонны. Для полного решения задачи также необходимо комплексировать кислородный каротаж, ИНГК, ГК, ЯМК и акустический каротаж.

Кислородный каротаж позволяет выявлять интервалы притока пластовой воды в скважину (рис. 80).

При исследовании нефтяных скважин в процессе эксплуатации измерения проводятся в фонтанных трубах или межтрубном пространстве малогабаритными генераторами нейтронов с диаметром 36—42 мм. Двухзондовый кислородный каротаж в тресте Татнефтегеофизика использован для определения скорости движения пластовых вод в заколонном пространстве и для оценки дебита поступающей в скважину пластовой воды.

19. НЕЙТРОННЫЙ РАДИАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ГОРНЫХ ПОРОД С ПРИМЕНЕНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Одним из наиболее перспективных методов элементного анализа горных пород в условиях естественного залегания является нейтронный радиационный метод, который состоит в регистрации и анализе спектрального состава мгновенного гаммаизлучения (гамма-излучение неупругого рассеяния или радиационного захвата нейтронов), возникающего при облучении горных пород нейтронами. Большая проникающая способность нейтронов и вызванных ими гамма-квантов определяет глубинность этого метода, в частности возможность проведения анализа в условиях обсаженной скважины. Рассмотрение сечений реакций и спектров и радиационного захвата нейтронов для различных элементов показывает (см. табл. 4), что имеется принципиальная возможность определения нейтронным радиационным методом основных породообразующих элементов в горных породах и рудах. Из табл. 20 видна возможность идентификации горных пород по данным элементного анализа. Например, в ряду песчаник — алевролит — глина последовательно повышается концентрация алюминия. Известняк отличается от других карбонатных пород пониженней концентрацией серы и магния. В доломите повышенное содержание магния, в гипсе — серы и водорода (за счет связанный воды).

Таблица 20

Элементный состав осадочных горных пород, %

Породы	Mg	Al	Si	S	Ca	Fe
Песчаник	<2	<4	>30	—	<5	<5
Глина	<2	>5	20—30	—	<5	<6
Аргиллит— алевролит	<4	4—7	20—40	—	6—8	<6
Известняк	<4	<1	<2	<1	>30	<1
Доломит	>8	<2	<7	<5	20—30	<1
Гипс	>1	<1	<1	>10	>30	<1

Ввиду сложности спектров гамма-излучения, возникающего при облучении горных пород нейтронами, для детального анализа этих спектров требуются спектрометры с высоким энергетическим разрешением. Применяемые в настоящее время в геофизике сцинтиляционные скважинные гамма-спектрометры не обладают энергетическим разрешением, необходимым для проведения многоэлементного анализа горных пород в условиях естественного залегания. Существенно лучшие результаты получены с помощью спектрометров с Ge(Li)-детекторами¹. Исследованиями с таким детектором объемом 8 см³ на моделях пластов горных пород было показано, что с изотопным источником нейтронов с выходом 10⁷ нейтр./с можно определять в условиях обсаженной скважины основные пордообразующие элементы в исследуемых пластах горных пород.

Применение в качестве источника нейтронов импульсного нейтронного генератора расширяет перспективы нейтронного радиационного метода анализа элементного состава горных пород и руд в условиях естественного залегания. Во-первых, при этом появляется возможность раздельной регистрации гамма-излучения неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов с помощью временной селекции. Гамма-излучение неупругого рассеяния возникает в процессе замедления нейтронов и доминирует в суммарном спектре во время нейтронного импульса, если его длительность меньше времени замедления нейтронов в изучаемой среде. После замедления нейтронов, испущенных импульсным источником, спектр гамма-излучения состоит в основном из гамма-излучения радиационного захвата нейтронов. Проводя измерения спектра в тот или иной интервал времени по отношению к нейтронному импульсу, можно преимущественно регистрировать и анализировать либо гамма-излучение неупругого рассеяния, либо гамма-излучение радиационного захвата

¹ Первые работы проводились под руководством Г. Н. Флерова, А. М. Демидова, В. В. Миллера, Н. В. Попова и Ю. С. Шимелевича.

нейтронов. Таким образом, регистрируемый спектр становится более простым, а его интерпретация более надежной.

Во-вторых, применение импульсного нейтронного источника позволяет изучить эволюцию спектра гамма-излучения радиационного захвата со временем. А это, в свою очередь, дает возможность в какой-то степени оценивать пространственное распределение излучающих элементов. Действительно, распределение источников гамма-излучения радиационного захвата определяется распределением плотности тепловых нейтронов. Как было показано в предыдущих разделах, распределение плотности тепловых нейтронов в системе скважина — пласт со временем существенно изменяется, а следовательно, деформируется и распределение источников гамма-излучения радиационного захвата. Для типичного случая, когда $\tau_1 < \tau_2$, относительная доля регистрируемого детектором гамма-излучения, приходящего из ближней зоны, со временем уменьшается, а относительный вклад гамма-излучения пласта возрастает. Выделяя в спектре регистрируемого гамма-излучения с помощью полупроводникового спектрометра линии, соответствующие определенным элементам, и наблюдая за их относительным изменением во времени, можно определить, в какой части системы скважина — пласт находится излучающий элемент.

Расчетная оценка этого эффекта может быть получена по формулам, аналогичным (III.40). Энергетический спектр гамма-излучения радиационного захвата состоит из ряда моноэнергетических линий, определяемых элементным составом окружающей среды, и непрерывного распределения, возникающего, в основном, при комптоновском рассеянии¹. Распределение потока нерассеянных гамма-квантов с начальной энергией $E_{\gamma,0}^{(\beta)}$, где β — номер линии в суммарном спектре, описывается выражением

$$\Phi_{\gamma,0}^{(\beta)}(r, t, E_{\gamma}) = \frac{\nu(E_{\gamma,0}^{(\beta)})}{4\pi r} f(E_{\gamma,0}^{(\beta)} - E_{\gamma}) \int_V \frac{n(\vec{r}_1, t)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \times \\ \times \exp[-\mu(E_{\gamma,0}^{(\beta)}) |\vec{r} - \vec{r}_1|] d\vec{r}_1; \quad (VII.2)$$

$$f(E_{\gamma,0}^{(\beta)} - E_{\gamma}) = \begin{cases} 1 & \text{при } |E_{\gamma,0}^{(\beta)} - E_{\gamma}| \leq \Delta E, \\ 0 & \text{при } |E_{\gamma,0}^{(\beta)} - E_{\gamma}| > \Delta E. \end{cases}$$

Поток рассеянного гамма-излучения в интервале от $E_{\gamma} - \Delta E_{\gamma}$ до $E_{\gamma} + \Delta E_{\gamma}$ вычисляется по формуле

¹ Этот вопрос рассмотрен в работах В. А. Юдина, В. И. Гумы, Н. В. Попова и др.

$$\Phi_{\gamma \text{ pacc}}(r, t, E_{\gamma}) = \frac{1}{4\pi r} \int_{E_{\gamma} - \Delta E_{\gamma}}^{E_{\gamma} + \Delta E_{\gamma}} \sum_{(E_{\gamma}, 0) > E_{\gamma}} v(E_{\gamma, 0}^{(j)}) \times$$

$$\times \int_V \frac{n(\vec{r}_1, t)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \exp[-\mu E_{\gamma, 0}^{(j)} |\vec{r} - \vec{r}_1|] B[\mu(E_{\gamma, 0}^{(j)})] |\vec{r} - \vec{r}_1|,$$

$$E_{\gamma, 0}^{(j)}, E_{\gamma}] d\vec{r}_1 dE_{\gamma}. \quad (\text{VII.3})$$

Расчеты по формулам (VII.2) — (VII.3) позволили оценить энергетические распределения гамма-излучения радиационного захвата при различных r и t на оси обсаженной скважины, пересекающей пласти гипса и известняка [31].

Ширина энергетического интервала принималась равной 5 кэВ. Для всех рассмотренных случаев над фоном рассеянного излучения наблюдалось четкое выделение пиков, соответствующих основным элементам пласта и скважины. С увеличением t и z доля излучения, возникающего в пласте, увеличивается, как показано в табл. 21 и 22 для гамма-излучения с энергией 4 МэВ. В этом диапазоне преобладает рассеянное излучение.

Таблица 21

Относительный вклад гамма-излучения радиационного захвата из пласта и скважины (в %) при различных временах задержки t (расстояние до источника нейтронов 30 см)

Среда	t , мкс		
	200	600	1000
Пласт	28,2	66,7	74,1
Цемент	6,9	7,4	6,7
Колонна	28,5	18,8	15,9
Прибор	36,4	7,1	3,3

Таблица 22

Относительный вклад гамма-излучения радиационного захвата из пласта и скважины (в %) при различных расстояниях до источника нейтронов z (время задержки 600 мкс)

Среда	z , см		
	10	30	50
Пласт	61,1	66,7	72,0
Цемент	7,9	7,4	6,6
Колонна	20,1	18,8	16,6
Прибор	10,9	7,1	4,8

Рассмотрим некоторые результаты нейтронного радиационного анализа, полученные на моделях горных пород.

Определение основных пордообразующих элементов нейтронным радиационным методом. Измерения проводились на моделях пластов водоносного и нефтеносного известняка и песчаника, загипсованного известняка и доломита в условиях, имитирующих обсаженную скважину [27, 50]. В качестве источника использовался импульсный генератор нейтронов с энергией 14 МэВ и выходом 10^7 нейтр./с. Длительность нейтронного импульса составляла 15 мкс, частота следования импульсов 8000 имп/с. Полупроводниковый гамма-спектрометр с Ge(Li)-детектором объемом 4,5 см³ обладал энергетическим разрешением 7 кэВ для гамма-квантов с энергией 662 кэВ и 15 кэВ для гамма квантов с энергией 5 МэВ. Схема временного отбора позволяла регистрировать преимущественно либо гамма-излучение неупругого рассеяния (во время нейтронного импульса), либо гамма-излучение радиационного захвата (в интервалах между нейтронными импульсами). Типичные спектры гамма-излучения неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов приведены на рис. 81—86. В этих спектрах четко выделяются линии гамма-излучения радиационного захвата нейтронов ядрами водорода (2223 кэВ), кремния (3547 и 4936 кэВ), кальция (6420 кэВ), серы (5425 кэВ) и железа (5920, 6026 и 7640 кэВ), а также линии гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах кремния (1780 кэВ), кальция (3730 кэВ) и углерода (4430 кэВ). Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о возможности выделения линий гамма-излучения ряда других пордообразующих элементов, в частности, магния (по линии гамма-излучения неупругого рассеяния с энергией 1370 кэВ) и алюминия (по линии гамма-излучения неупругого рассеяния с энергией 1015 и 2212 кэВ). Следует отметить особенность спектров гамма-излучения неупругого рассеяния быстрых нейтронов, обнаруженную с помощью полупроводниковых спектрометров [15, 50]. При неупругом столкновении с быстрым нейtronом ядро отдачи приобретает значительную кинетическую энергию. Если время жизни возбужденного в результате неупругого столкновения ядра меньше времени замедления ядра отдачи в данной среде, происходит допплеровское смещение линии гамма-излучения этого ядра. В итоге происходит увеличение естественной ширины линии в суммарном спектре гамма-излучения ядер такого типа. Этот эффект проявляется, в частности, при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах углерода и приводит к уширению (± 40 кэВ) линии 4430 кэВ. Это обстоятельство ухудшает условия определения углерода в горных породах с помощью полупроводниковых спектрометров по гамма-излучению неупругого рассеяния. Однако, как следует из приведенного ниже экспериментального материала, и в этом случае с по-

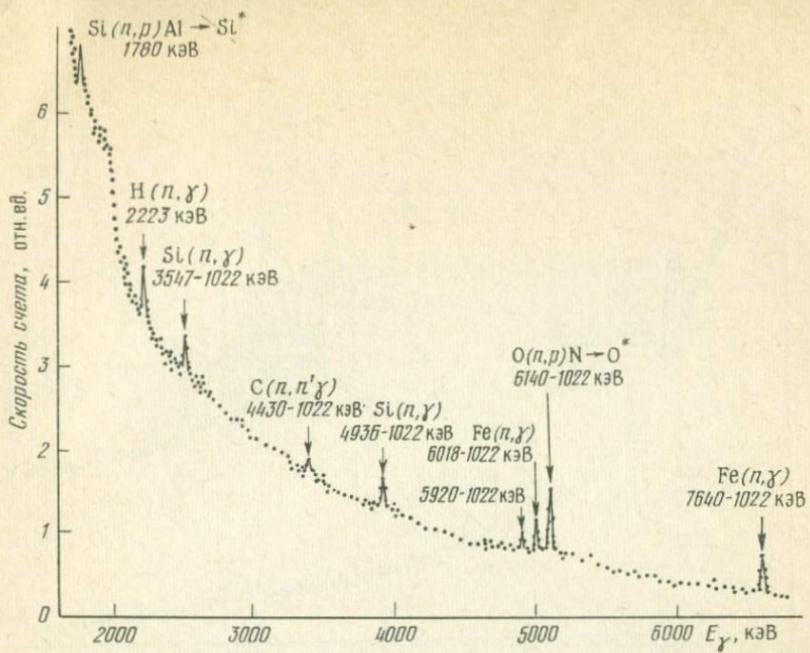


Рис. 81. Спектр гамма-излучения радиационного захвата нейтронов в насыщном песке, насыщенном пресной водой.

Скважина сухая, $d_c = 200$ мм, закреплена стальной колонной, $d_{\text{нол}} = 110$ мм, толщиной 10 мм с цементным кольцом

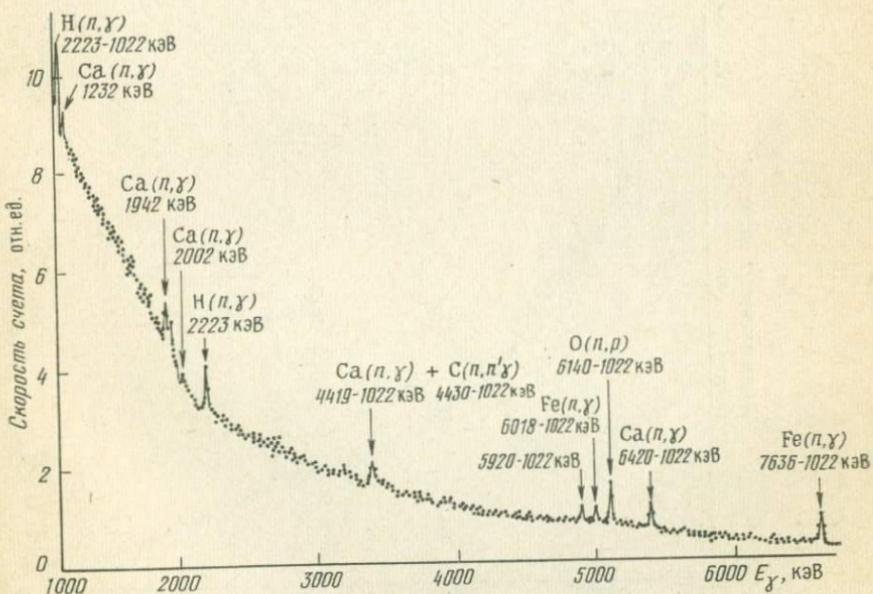


Рис. 82. Спектр гамма-излучения радиационного захвата нейтронов в известняке с $k_p = 0,16$, насыщенном пресной водой.

Скважинные условия см. рис. 81

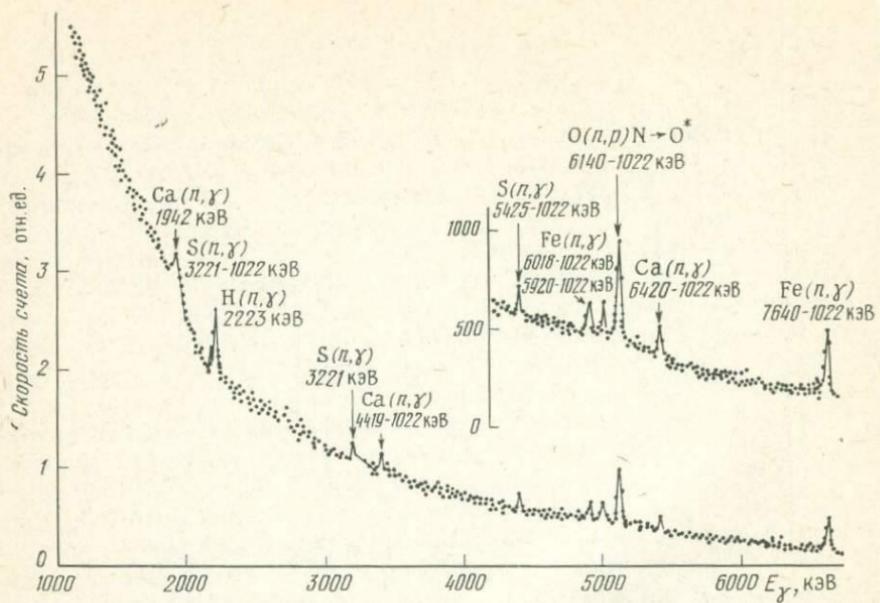


Рис. 83. Спектр гамма-излучения радиационного захвата нейтронов в измельченном сухом гипссе.

Скважинные условия см. рис. 81

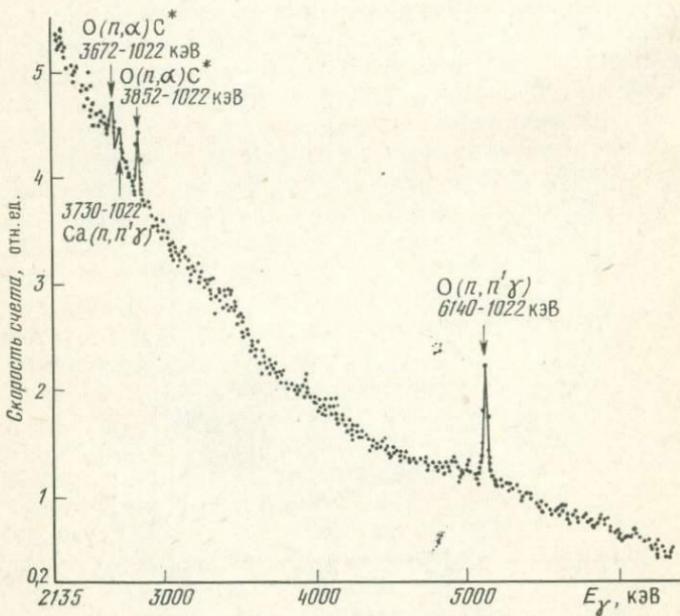


Рис. 84. Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов в песке с водой.

Скважинные условия см. рис. 81

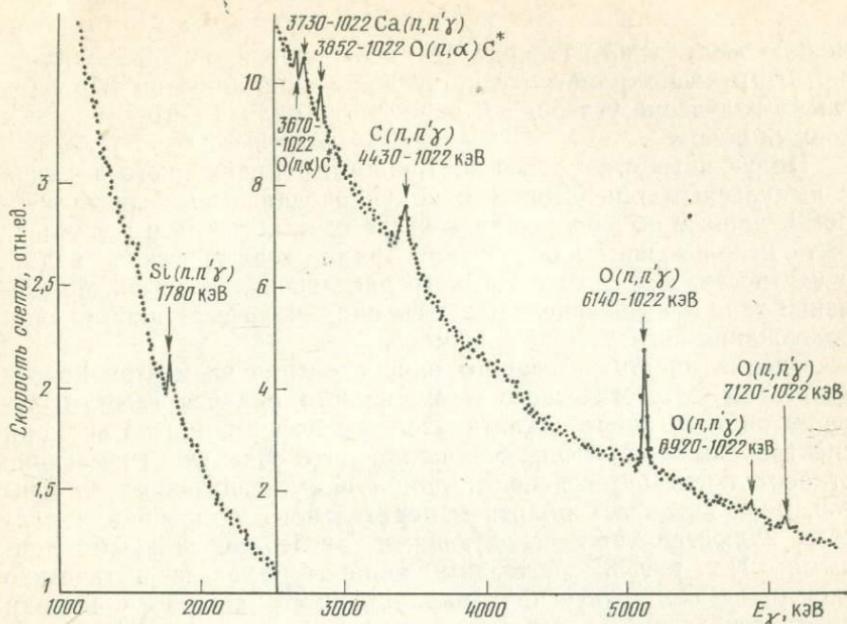


Рис. 85. Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов в песке с трансформаторным маслом.
Скважинные условия см. рис. 81

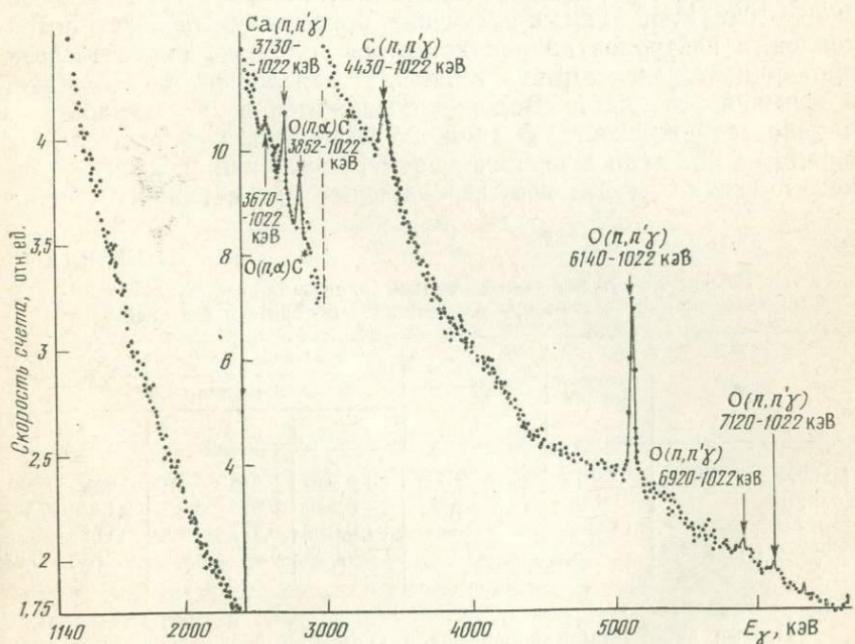


Рис. 86. Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов в известняке с водой.

Скважинные условия см. рис. 81

мощью импульсного генератора нейтронов и полупроводникового гамма-спектрометра удается достаточно надежно выделять гамма-излучение углерода и определять наличие его в пластах горных пород.

Полученные с помощью нейтронного радиационного анализа с импульсным генератором и полупроводниковым спектрометром¹ данные об элементном составе горных пород и руд могут быть использованы для решения ряда геологических задач, в частности, для литологического расчленения пластов, определения типа насыщающего пласт флюида, количественной оценки содержания полезного ископаемого.

Оценка пространственного распределения элементов по результатам энергетического и временного анализа гамма-излучения радиационного захвата. Процесс деформации во времени спектра гамма-излучения радиационного захвата и изменение относительной интенсивности линий гамма-излучения элементов, расположенных вблизи измерительного прибора и в пласте, иллюстрируется следующими экспериментальными данными. На рис. 87 показаны аппаратурные энергетические спектры гамма-излучения радиационного захвата в модели нефтеносного пласта. По экспериментальным данным были вычислены площади пиков, соответствующих энергии 478 кэВ [реакция (n, α) на ядрах бора, составляющего защиту детектора], водорода 2223 кэВ, кремния 4934—1022 кэВ, железа 7636—1022 кэВ. Гамма-излучение бора характеризует поток тепловых нейтронов вблизи детектора, площадь пика железа пропорциональна потоку тепловых нейтронов в скважине, а кремния — в пласте. Водород содержится и в скважине, и в пластовой жидкости. В табл. 23 приведены в относительных единицах площади этих пиков, измеренные при разных временах задержки. Излучение, возникающее в скважине (бор и

Таблица 23

Изменение потока гамма-квантов радиационного захвата во времени для элементов, содержащихся в пласте и ближней зоне

Среда	Исходный элемент	Энергия пика, кэВ	Площадь пика (в отн. ед.)		
			Время задержки, мкс		
			15	400	800
Пласт	²⁸ Si	4934—1022	$1 \pm 0,040$	$0,358 \pm 0,016$	$0,230 \pm 0,009$
Колонна	⁵⁶ Fe	7636—1022	$1 \pm 0,018$	$0,278 \pm 0,008$	$0,182 \pm 0,005$
Прибор	¹⁰ B	478	$1 \pm 0,012$	$0,277 \pm 0,005$	$0,171 \pm 0,007$
Пласт и скважина	H	2223	$1 \pm 0,023$	$0,320 \pm 0,008$	$0,212 \pm 0,005$

¹ Первые работы были проведены в ОИЯИ, в лаборатории академика Г. Н. Флерова, Ю. Ф. Барышевым, В. В. Миллером, О. А. Нечаевым, А. М. Кучером, Е. М. Кадисовым.

железо), убывает с большей скоростью, а в пласте (кремний) — с меньшей. Промежуточные значения соответствуют водороду. Таким образом, наблюдается качественное согласие результатов эксперимента с результатами теоретических расчетов и подтверждается возможность оценки пространст-

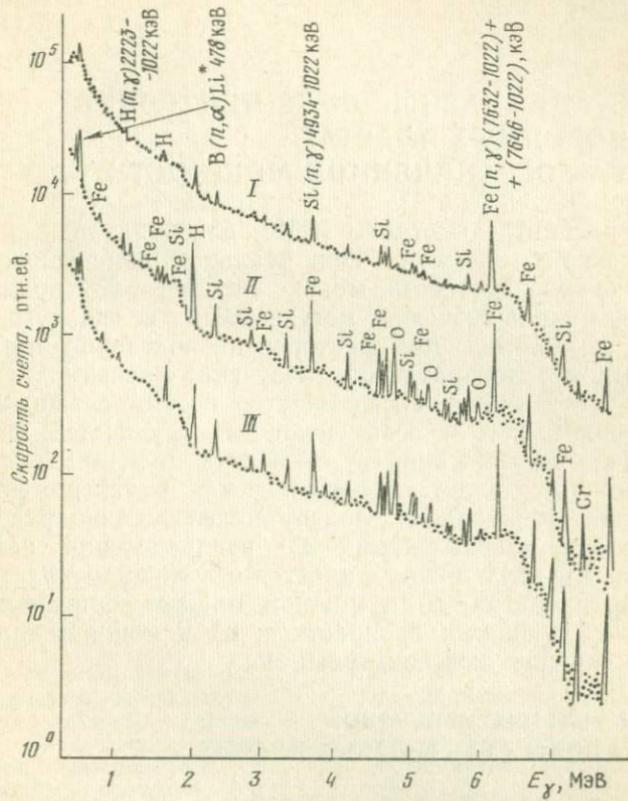


Рис. 87. Спектры гамма-излучения радиационного захвата в модели нефтеносного песчаника с $k_n = 0,37$.

Время задержки: I — 15 мкс, II — 400 мкс, III — 800 мкс.

Длина зонда 40 см.

Скважинные условия см. рис. 81

венного (радиального) распределения некоторых элементов по данным энергетического и временного анализа гамма-квантов радиационного захвата.

Приведенный материал свидетельствует о больших возможностях комплекса аппаратуры, состоящей из импульсного генератора нейтронов и полупроводникового гамма-спектрометра. Первые макеты скважинных спектрометров с Ge(Li)-детекторами разработаны в Советском Союзе и за рубежом [41, 71].

VIII. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАСТАХ И ПЛАСТАХ ОГРАНИЧЕННОЙ МОЩНОСТИ

Выше рассмотрены основы ИНК для однородных пластов неограниченной мощности. При реальных измерениях пласти имеют конечную мощность, могут состоять из пропластков, содержать микровключения, могут быть испещрены трещинами и т. п. Влияние этих факторов на показания импульсных нейтронных методов различно. Изучение зависимости показаний ИНК от неоднородности пластов весьма сложная задача в силу расчетных и экспериментальных трудностей. В настоящем разделе сделана попытка обобщить имеющиеся в небольшом количестве результаты теоретических и экспериментальных исследований этой задачи. Задачу целесообразно рассмотреть по следующим направлениям: а) распределение нейтронов: около границы двух мощных пластов и в мощном пласте с одиночным пропластком; б) в мощном пласте, состоящем из отдельных чередующихся пропластков; в) в мощном пласте, содержащем микровключения, трещины.

20. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОКОЛО ГРАНИЦЫ ДВУХ МОЩНЫХ ПЛАСТОВ

1. Граница двух пластов с разными τ , с одинаковыми остальными параметрами. Такой границе, например, соответствует контакт нефть — минерализованная вода в мощном однородном пласте. Распределение нейтронов будет зависеть от положения источника относительно границы и от времени задержки. На рис. 88 и 89 приведены рассчитанные В. Е. Лебедевым распределения плотности тепловых нейтронов около границы двух пластов. Из этих графиков видно, что начальные распределения нейтронов одинаковы и имеют максимум около источника независимо от его положения относительно границы. С ростом t плотность тепловых нейтронов убывает в пласте с меньшим τ быстрее, подобно тому, как это наблюдалось в системе скважина — пласт при $\tau_e < \tau_{пл}$. При достаточно больших t максимум плотности тепловых нейтронов имеет место только в пла-

стах с большим t , независимо от положения источника нейтронов. На диаграммах ИННК границе таких пластов соответствует плавный переход от минимальных к максимальным значениям показаний прибора. Переходная зона растет с увеличением

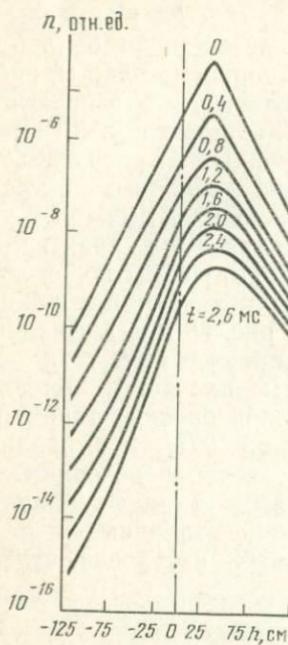


Рис. 88. Расчетное пространственно-временное распределение плотности тепловых нейтронов по оси скважины около источника, находящегося в нефтеносном песчанике с $k_n=0,2$ на расстоянии $h=30$ см от границы (штрихи — пунктир) с пластом, насыщенным минерализованной водой, 200 г/л NaCl

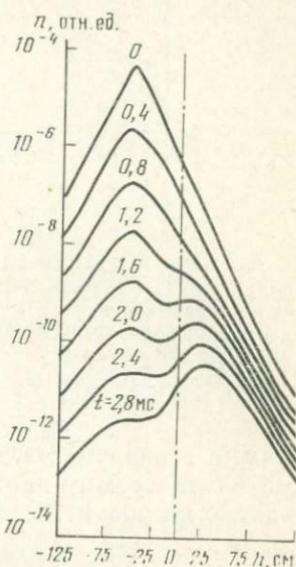


Рис. 89. Расчетное пространственно-временное распределение плотности тепловых нейтронов по оси скважины около источника, находящегося в пласте с минерализованной водой, 200 г/л NaCl, на расстоянии $h=50$ см от границы с нефтеносным песчаником

нием размера зонда и времени задержки. Положение источника и индикатора по отношению к границе практически не влияет на форму диаграмм (рис. 90 и 91).

Диаграмма отношений показаний детекторов на двух зондах вдали от границы одинакова в обоих пластах, так как эта величина не зависит от t и определяется водородосодержанием пластов. Около границы на диаграмме отношений наблюдаются большие аномалии. Как видно из рис. 92, эти диаграммы имеют максимумы, когда по отношению к индикаторам источ-

ник расположен со стороны пласта с большим τ и минимум — со стороны пласта с меньшим τ . Аномалии наблюдаются при положении границы пластов между детекторами.

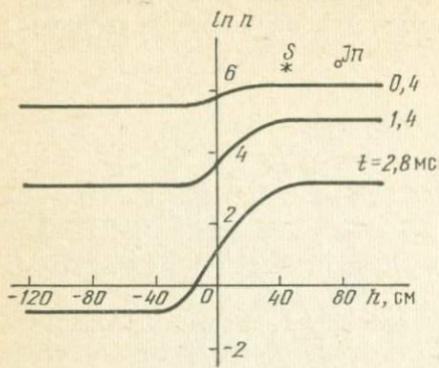


Рис. 90. Расчетные диаграммы ИННК у границы двух мощных пластов песчаника, насыщенных нефтью (справа) и минерализованной водой, 200 г/л NaCl, (слева).

Длина зонда 40 см, индикатор In расположен справа от источника S .

Диаграмма экспериментально изображена на рисунке 94. Диаграмма экспериментально изображена на рисунке 94. Площадь, занятую кривыми, можно определить, измерив площадь под кривой для каждого из пластов и суммируя их.

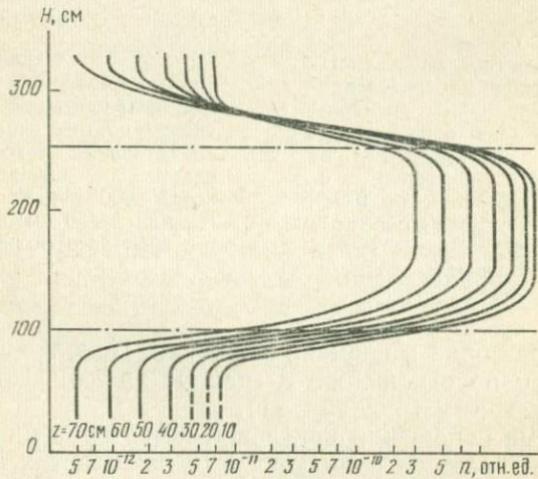


Рис. 91. Расчетные диаграммы ИННК при движении зонда снизу вверх индикатором вперед.

$t = 2,6$ мс; точка записи отнесена к индикатору; штрих-пунктир — подошва и кровля нефтеносного пласта мощностью 1,5 м.

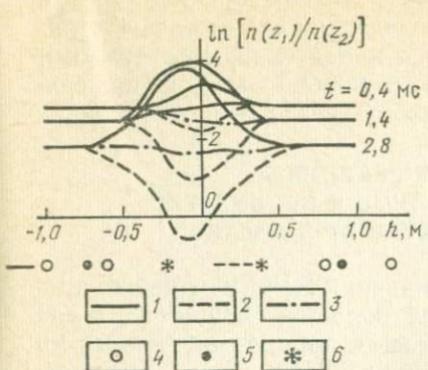


Рис. 92. Расчетные диаграммы отношений показаний индикаторов нейтронов, расположенных на двух зондах, на границе пластов с разными τ .

Слева — песчаник с $k_n=0,1$, насыщенный минерализованной водой 200 г/л NaCl; справа — нефтеносный песчаник с тем же k_n : 1 — прямой зонд; 2 — обращенный зонд; 3 — усредненные диаграммы; 4 — индикатор; 5 — точка записи; 6 — источник

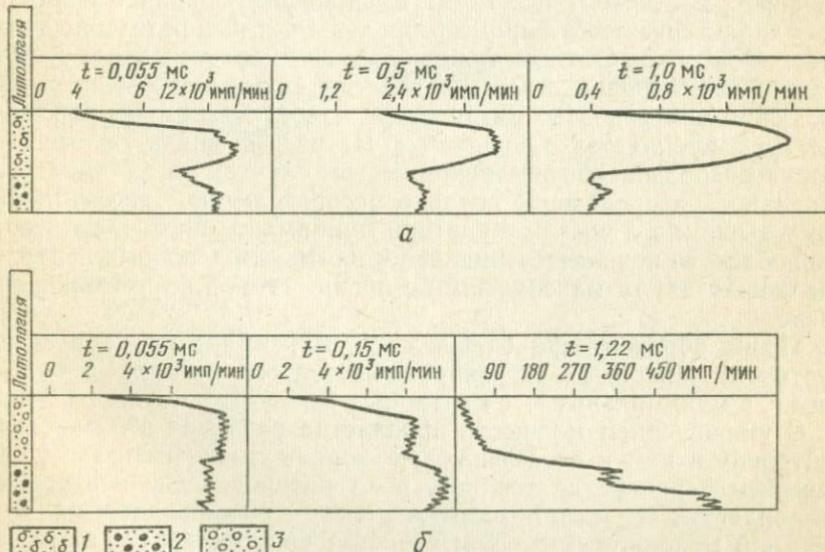


Рис. 93. Непрерывные кривые ИННК, снятые в модели, имитирующей границы раздела:

α — газоносный пласт — нефтеносный пласт, δ — водоносный пласт — нефтеносный пласт. Песчаник: 1 — газонасыщенный, 2 — водонасыщенный, 3 — нефтенасыщенный. Скважина сухая, $d_c=150$ мм, $v_k=40$ м/ч.

Иной характер имеют диаграммы отношения $n(z_1)/n(z_2)$, величина которого связана с водородосодержанием пласта. Пласти с различной газонасыщенностью характеризуются разными значениями $n(z_1)/n(z_2)$, а на границе наблюдается переходная зона.

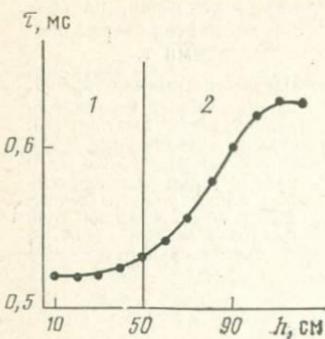


Рис. 94. Зависимость τ от положения источника нейтронов относительно границы пластов с различными τ .
 $z=55$ см. 1 — известняк с $k_{\text{пп}}=0,16$, насыщенный пресной водой; 2 — известняк плотный

наоборот, $\tau_{\text{пр}}$ больше $\tau_{\text{вм}}$. Когда вмещающая порода и пропласток характеризуются параметрами $\tau_{\text{вм}} < \tau_{\text{пр}}$, распределение тепловых нейтронов вначале (при малых t) имеет максимум около источника нейтронов, а затем вследствие более интенсивного поглощения нейтронов во вмещающем пласте максимум перемещается в пропласток с большим τ . На рис. 95 видна такая эволюция распределения нейтронов. В том случае, когда $\tau_{\text{пр}} < \tau_{\text{вм}}$, начальное распределение подобно распределению, рассмотренному выше, но с ростом t картина принимает иной характер. В пропластке появляется минимум плотности тепловых нейтронов между двумя максимумами с обеих сторон во вмещающей среде.

Таким образом, при больших t максимальные значения плотности тепловых нейтронов наблюдаются в среде с большим τ , а минимальные — с меньшим.

С уменьшением мощности пропластка различия в плотности нейтронов в нем и во вмещающей породе снижаются, а с увеличением — растут до тех пор, пока распределение нейтронов в пропластке не станет таким же, как в однородном пласте большой мощности, имеющем свойства пропластка (т. е. пока

21. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ПРОПЛАСТКЕ И В ПАЧКЕ ПРОПЛАСТКОВ

Показания ИНК на границе пропластка большой мощности, когда вмещающая порода не влияет на показания ИНК против него, рассмотрены выше (см. рис. 91). Если же мощность пропластка сравнима с длиной зонда или меньше него, влияние вмещающих пород на распределение тепловых нейтронов становится существенным в любой точке такого пропластка¹. Рассмотрим два случая: пропласток с $\tau_{\text{пр}}$ меньшим $\tau_{\text{вм}}$ вмещающей среды и,

Когда вмещающая порода и пропласток характеризуются параметрами $\tau_{\text{вм}} < \tau_{\text{пр}}$, распределение тепловых нейтронов вначале (при малых t) имеет максимум около источника нейтронов, а затем вследствие более интенсивного поглощения нейтронов во вмещающем пласте максимум перемещается в пропласток с большим τ . На рис. 95 видна такая эволюция распределения нейтронов. В том случае, когда $\tau_{\text{пр}} < \tau_{\text{вм}}$, начальное распределение подобно распределению, рассмотренному выше, но с ростом t картина принимает иной характер. В пропластке появляется минимум плотности тепловых нейтронов между двумя максимумами с обеих сторон во вмещающей среде.

Таким образом, при больших t максимальные значения плотности тепловых нейтронов наблюдаются в среде с большим τ , а минимальные — с меньшим.

С уменьшением мощности пропластка различия в плотности нейтронов в нем и во вмещающей породе снижаются, а с увеличением — растут до тех пор, пока распределение нейтронов в пропластке не станет таким же, как в однородном пласте большой мощности, имеющем свойства пропластка (т. е. пока

¹ Экспериментальные исследования в этом направлении проведены В. М. Арбузовым, Е. П. Ворониным, С. А. Моисеевым, А. С. Дмитриевым на моделях пластов в НВНИИГГ.

мощность пропластка не станет большей 2—3 длин миграции нейтронов).

Диаграмма ИННК в мощном пласте с пропластком представлена на рис. 96. С ростом мощности пропластка d ($\tau_{\text{пр}} > \tau_{\text{вм}}$) амплитуда диаграммы n растет и при $d > 60$ см приближается к значению для мощного пласта. Эффективное значение $\tau_{\text{эфф}}$, измеренное против такого пропластка, зависит от его мощности и может быть найдено из уравнения

$$D_1 |\alpha_1| \cos(|\alpha_2| d/2) - D_2 |\alpha_2| \sin(\alpha_2 |d/2) = 0, \quad (\text{VIII. 1})$$

где $\alpha_i = \sqrt{(1/\tau_i - 1/\tau_{\text{эфф}})} D_i$; $i=1$ — вмещающая порода, $i=2$ — пропласток.

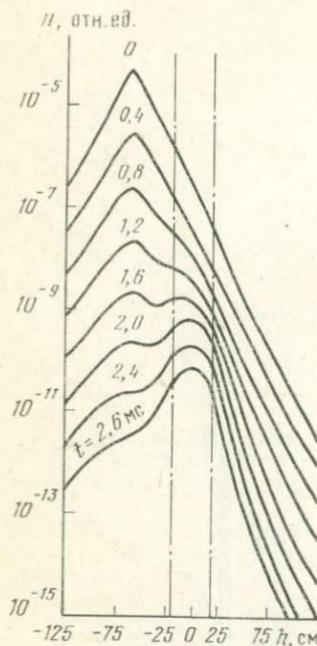


Рис. 95. Распределение тепловых нейтронов в водоносном пласте с нефтеносным пропластком.

$k_n = 0.2$, минерализация воды 200 г/л NaCl. Источник расположен в точке $h=60$ см. Штрих-пунктир — границы нефтенасыщенного пропластка мощностью 40 см

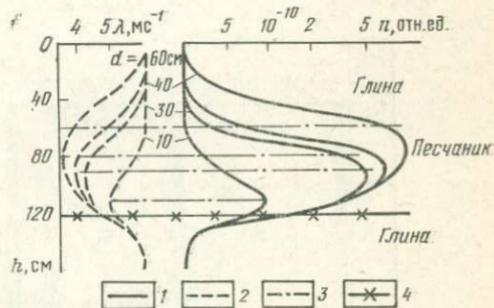


Рис. 96. Диаграммы плотности нейтронов и декрементов в глинистом пласте с нефтенасыщенным песчаным пропластком.

1 — плотность нейтронов; 2 — значения λ ; 3 — верхняя граница песчаника; 4 — нижняя граница песчаника в зависимости от мощности его d . Нижние границы всех пропластков совмещены

Величина $\tau_{\text{эфф}}$ лежит между τ_1 и τ_2 . На рис. 97 приведены графики $\tau_{\text{эфф}}(d)$ для двух значений пористости пропластка.

На рис. 98 приведены диаграммы $\tau_{\text{эфф}}$ против пласта с пропластками разной мощности, насыщенных пресной водой ($\tau_{\text{пр}} > \tau_{\text{вм}}$, рис. 98, а) и соленой водой ($\tau_{\text{пр}} < \tau_{\text{вм}}$, рис. 98, б). В работе [3] получено также, что при $d=60$ см значения $\tau_{\text{эфф}}$ для пропластка перестают зависеть от вмещающей среды.

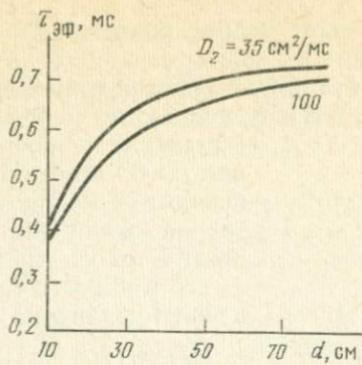


Рис. 97. Зависимость $\tau_{\text{эф}}$ от мощности пласта.

$\tau_1=0,24$ мс, $\tau_2=0,75$ мс, $D_1=35$ см 2 /мс

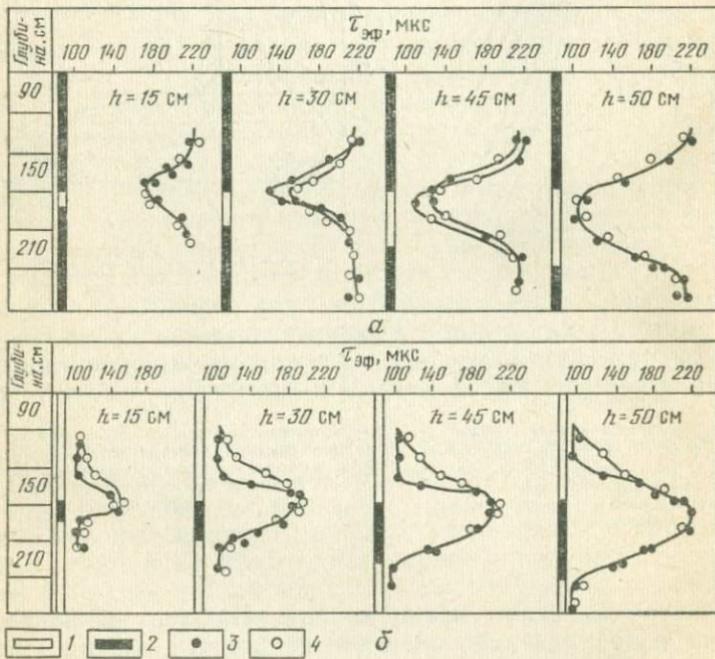


Рис. 98. Диаграмма $\tau_{\text{эф}}$ ИНК в модели песчаного пласта ($\kappa_{\text{п}}=0,2$) с пропластком той же пористости. Длина зонда 45 см; точка записи — середина детектора.

1 — пропласток насыщен минерализованной водой (1), 200 г/л NaCl, пласт нефтеносный (2); 2 — пропласток нефтеносный (2), пласт насыщен минерализованной водой (1); 3 — ИННК; 4 — ИНГК

Отметим, что имеющиеся экспериментальные данные¹ показывают, что на диаграмме отношений $n(z_1)/n(z_2)$ на двух зондах может быть четко выделен одиночный пропласток, сильно поглощающий нейтроны, даже если его толщина невелика (несколько миллиметров). Сказанное иллюстрируется рис. 99.

В случае чередования пропластков с разными τ начальное распределение также имеет максимум около источника

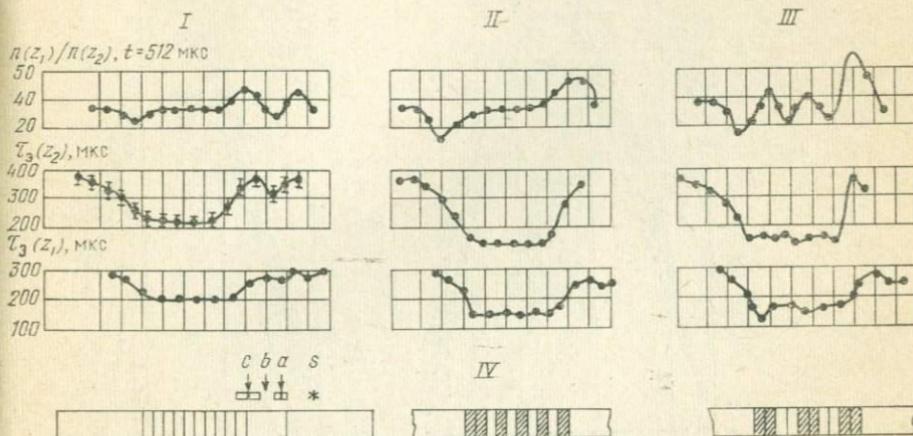


Рис. 99. Результаты измерений ИННК двумя зондами ($z_1=36$ см, $z_2=84$ см) в модели слоистого песчаного пласта с $k_n=0,22$.

I — все пропластки заполнены пресной водой; II — мощность чередующихся пропластков 15 см; III — мощность чередующихся пропластков 30 см; IV — схема модели: c и s — детекторы нейтронов, b — импульсный источник нейтронов, a — точка записи. Толстые линии — стеклотекстолитовые перегородки толщиной 1—2 мм; пластины с минерализованной водой 200 г/л NaCl заштрихованы, а с пресной — без штриховки

(рис. 100). Как и в случае одиночного пропластка, с ростом t в пропластках с малым τ наблюдаются минимумы плотности тепловых нейтронов и в пропластках с большим τ — максимумы. Перепад амплитуд плотности тепловых нейтронов между пропластками с разными τ тем меньше, чем меньше мощность пропластка. При d больше 60—80 см каждый отдельный пропласток характеризуется по распределению нейтронов как мощный пласт, а при $d=60 \div 15$ см — как пропласток ограниченной мощности. На рис. 99 приведены диаграммы измеренных τ и отношений $n(z_1)/n(z_2)$ для пропластков различной мощности, отличающихся по величине τ . Из этих данных и рис. 100 видно, что если мощность пропластков в пачке меньше 15 см, вся пачка практически характеризуется как однородный мощный пласт [3, 10].

¹ По данным Е. П. Воронина, С. А. Монсеева.

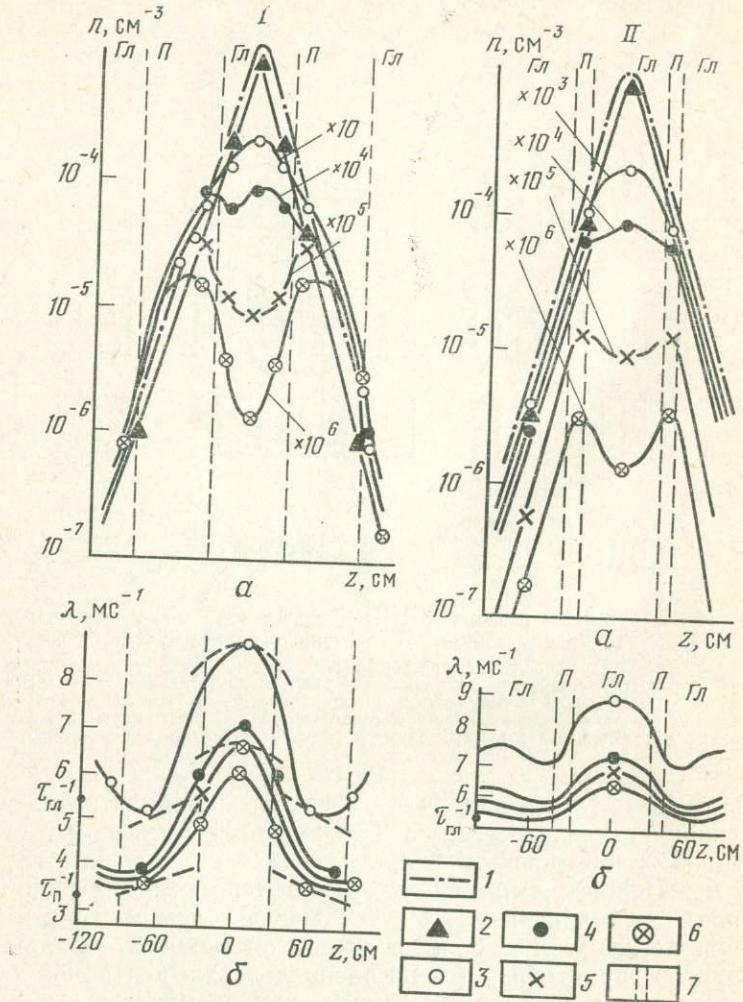
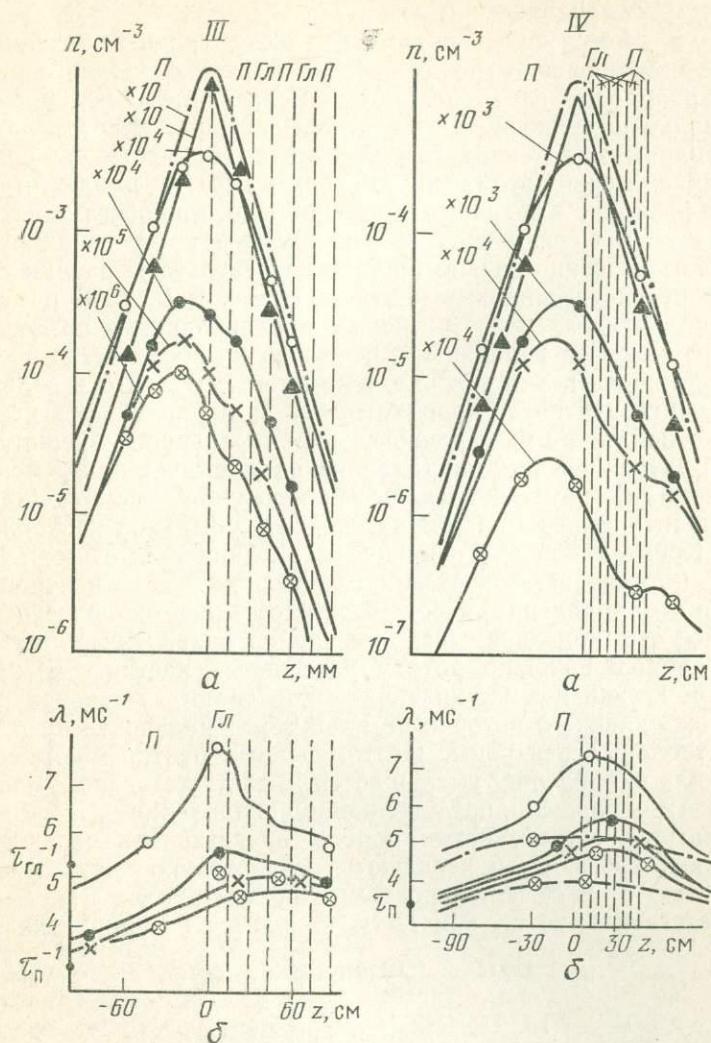


Рис. 100. Расчетные зависимости плотности нейтронов от длины зонда и времени задержки в неоднородном песчано-глинистом разрезе для НК-Т, НК-НТ и ИННК.

a — плотность нейтронов; *б* — декремент λ . Пачка: I — из равномощных слоев (мощность песчаника $d_{\text{п}}=60$ см и глины $d_{\text{гл}}=60$ см); II — из разномощных слоев ($d_{\text{п}}=10$ см, $d_{\text{гл}}=60$ см); III — тонкослоистая пачка ($d_{\text{п}}=15$ см, $d_{\text{гл}}=15$ см); IV — однородный песчаник — тонкослоистая пачка ($d_{\text{п}}=5$ см, $d_{\text{гл}}=5$ см). 1 — НК-Т; 2 — НК-НТ; 3 — ИННК, $t=0,66$ мс; 4 — $t=1,1$ мс, 5 — $t=1,3$ мс, 6 — $t=1,76$ мс; 7 — границы пластов; Гл — глина; П — песчаник



22. ПОЛЕ НЕЙТРОНОВ В ПЛАСТАХ С МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В тех случаях, когда размеры неоднородностей горных пород не превышают длины миграции в них нейтронов или длины индикатора, т. е. 10—15 см, распределение нейтронов будет подобным распределению в однородном пласте с некоторыми

эффективными нейтронными параметрами. Эти эффективные параметры могут заметно отличаться как от параметров отдельных компонент, так и от параметров гомогенизированной среды с тем же средним составом.

Отличия эффективных параметров от средневзвешенных зависят от соотношения между средней длиной свободного пробега λ и размерами неоднородностей. Если размеры неоднородностей малы по сравнению с λ , то эффективные и средневзвешенные параметры совпадут. Если же имеет место обратное соотношение, между этими параметрами может наблюдаться большая разница. Средняя длина свободного пробега обычно убывает с уменьшением энергии нейтронов, поэтому неоднородности среды особенно сильно влияют на результаты оценки параметров переноса тепловых нейтронов, т. е. τ , D , L . В работе [25] было установлено, что любые неоднородности приводят к росту измеряемой величины τ , несмотря на постоянство среднего состава среды. Это связано, например, с тем, что в сильно поглощающих нейтроны пропластках или вкраплениях нейтроны не доходят до их середины, экранированной внешними слоями. Внутренняя часть вкрапления не участвует или в меньшей степени участвует в поглощении нейтронов, чем внешние слои, и практически не влияет на скорость убывания нейтронов в среде. Кроме такой внутренней самоэкранировки, существует внешняя, которая заключается в следующем — все нейтроны, попавшие во вкрапление, перед этим рассеялись около него на каком-либо атомном ядре. Число нейтронов, захваченных вкраплением, пропорционально потоку рассеянных частиц. Вместе с тем, прилегающая к вкраплению часть среды «затенена» самим же вкраплением, которое не пропускает или почти не пропускает тепловые нейтроны. Поэтому поток нейтронов, рассеянных около вкрапления, уменьшается и, соответственно, уменьшается нейтронов число, поглощенное во вкраплении.

Рассмотрим случай, когда порода представлена чередованием тонких слоев. Если чередуются слои только двух типов с мощностью d_1 и d_2 и нейтронными параметрами τ_1 , τ_2 , D_1 и D_2 соответственно, то $\tau_{\text{эфф}}$ при $t > t_{\text{ac}}$ находится из уравнения

$$\operatorname{tg} \frac{|\alpha_2| d_2}{2} - \frac{D_1 \alpha_1}{D_2 \alpha_2} \operatorname{th} \frac{\alpha_1 d_1}{2} = 0, \quad (\text{VIII. } 2)$$

где $\alpha_i = \sqrt{\frac{1}{D_i} \left(\frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} \right)}$, $i = 1, 2$, $\tau_1 < \tau_2$.

На рис. 101 приведены результаты решения уравнения (VIII.2) для среды, представляющей собой чередование пропластков глины и песчаника с $k_n = 0,05$, насыщенного нефтью или пресной водой. Мощность прослоев принята одинаковой ($d_1 = d_2 = d$). Как видно из этого графика, с ростом размеров неоднородностей $\tau_{\text{эфф}}$ растет и может превысить средневзвешенное значение на 20—30% и более. Это превышение тем больше,

чем больше разница τ_1 и τ_2 и чем меньше коэффициенты диффузии сред.

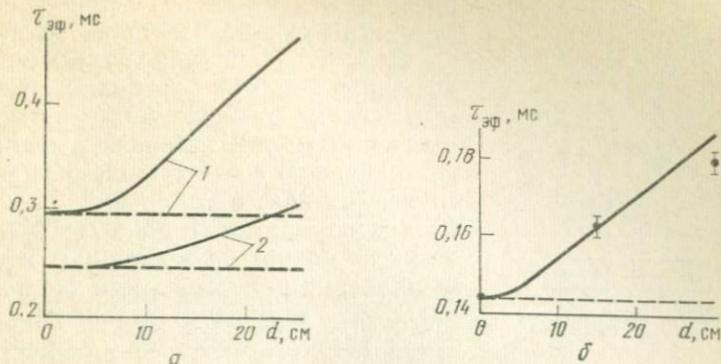


Рис. 101. Экспериментальная (точки) и теоретическая (линия) зависимость $\tau_{\text{эфф}}$ слоистого пласта от толщины чередующихся пропластков равной мощности.

a — для чередования пропластков песчаника и глины (*1* — песчаник, $k_n=0$, $\tau=0.85$ мс, $D=273$ см²/мс, *2* — песчаник, $k_n=0.05$, $\tau=0.382$ мс, $D=206$ см²/мс, глина, $k_n=0.5$, $\tau=0.18$ мс, $D=65$ см²/мс); *б* — для чередования пропластков песчаника с $k_n=0.2$, насыщенных пресной и минерализованной водой, 200 г/л NaCl. Пунктир — значение $\tau_{\text{эфф}}$ для гомогенной среды

Коэффициенты диффузии в слоистой среде зависят от направления диффузии [19]. При каротаже линия, на которой расположены источник и индикаторы нейтронов, обычно близка к нормали к плоскости напластования. Поэтому в результате скважинных измерений обычно находят коэффициент поперечной диффузии D_{\perp} . Величина этого коэффициента в слоистой среде, в которой периодически повторяется пачка из v пропластков, может быть определена по формуле

$$\left(\sum_{i=1}^v d_i \right) / D_{\perp} = \sum_{i=1}^v (d_i / D_i), \quad (\text{VIII.3})$$

где D_i и d_i — соответственно, коэффициент диффузии тепловых нейтронов и толщина пропластка i . Формула (VIII.3) по структуре соответствует формуле (II.36) для гомогенной среды и, следовательно, величина D_{\perp} совпадает со средневзвешенным значением. Выше отмечалось, что при переслаивании глины с песчаником $\tau_{\text{эфф}}$ может превысить «средневзвешенную» величину на 20—30 %. При этом возможна следующая ситуация. Пачка, состоящая из чередующихся слоев, содержащих минерализованную воду, с плотными пропластками, имеющими большую величину τ , зарегистрируется на диаграммах нейтронных методов как один водородосодержащий пласт с относительно высоким τ . Такой пласт в большинстве случаев будет проинтерпретирован как нефтеносный. В действительности он водоносен.

Неоднородности в виде трещин, каверн и вкраплений. Трещиноватая кавернозная неоднородность пластов исследовалась расчетным путем. Неоднородность структуры сильно влияет на величину $\tau_{\text{эфф}}$ пласта. Например, изменение содержания NaCl в трещинах породы в пределах от 5 до 50% приводит к завышению в 2—2,5 раза значений τ по сравнению с гомогенной средой того же состава, а изменение размера блоков породы от 1 до 5 см практически не влияет на величину τ . В случае кавернозной пористости также наблюдается завышение величины τ , которая зависит, кроме того, от радиуса каверны.

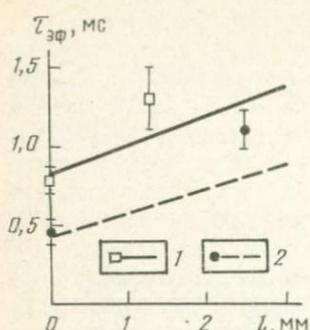


Рис. 102. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов в смеси кварцевого песка и киновари от размера ее зерен (расчет и эксперимент). Концентрация киновари: 1 — 0,2%; 2 — 0,5%

Вкрапления в среде распределены равномерно по узлам некоторой решетки; внешняя самоэкранировка не учитывается. Эти допущения не вносят существенных погрешностей, если объем среды, приходящейся на одно вкрапление, много больше объема вкрапления, а средняя длина свободного пробега нейтронов в среде много больше размеров вкраплений. Выведенная при этих предположениях формула имеет вид

$$\sum_{a \in \Phi} = \sum_a^{(1)} \frac{m_V^{1/\beta}}{l} \ln \left\{ 1 - m_V^{2/\beta} [1 - \exp [-(\sum_a^{(2)} - \sum_a^{(1)}) l]] \right\}, \quad (\text{VIII. 4})$$

где $\sum_a^{(1)}$ и $\sum_a^{(2)}$ — эффективные макроскопические сечения захвата вмещающей среды и вкраплений соответственно; m_V — доля объема породы, занятая вкраплениями; l — эффективный линейный размер вкрапления.

На рис. 102 показана зависимость $\tau_{\text{эфф}}$ в кварцевом песке, смешанном с киноварью, от размера ее зерен l , построенная по формуле (VII.4). Из рис. 102 следует, что при одном и том же содержании поглощающего вещества $\tau_{\text{эфф}}$ может меняться в 2 раза и более в зависимости от размеров зерен. Практически это означает, что без знания размеров вкраплений, по измеренному $\tau_{\text{эфф}}$ можно определить лишь нижнюю границу содержания минерала, сильно поглощающего тепловые нейтроны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Импульсные нейтронные методы исследования скважин, физические основы которых изложены в этой книге, широко применяются при разведке, доразведке и контроле за разработкой нефтяных и газовых месторождений. Высокая чувствительность методов, малый уровень помех от скважины обеспечивают большую эффективность массовых исследований. Особую роль импульсные методы приобрели при работах в трудных условиях, например в эксплуатационных скважинах, где малогабаритный измерительный прибор помещается в насосно-компрессорных трубках, которые расположены, в свою очередь, в обсаженной металлической колонной скважине, заполненной смесью нефти с водой.

Благодаря применению импульсных методов народное хозяйство страны получило экономический эффект миллионы рублей. Дальнейшее развитие этих методов определяется внедрением разрабатываемых в настоящее время импульсных нейтронных поточников с повышенным выходом нейтронов до 10^9 нейтр./с, гамма-спектрометров с высоким энергетическим разрешением, многоканальных временных и амплитудных анализаторов и методов интерпретации результатов с помощью ЭВМ. Широкое применение оперативных методов определения нейтронных параметров и экспрессного многоэлементного анализа горных пород в скважинах, по керну и шламу существенно повысит эффективность разведки многих полезных ископаемых.

ВЫВОД И ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМУЛЫ (III.24)

Формулу (III.16) можно представить в виде трехмерного интеграла Фурье

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= \frac{\exp(-t/\tau)}{(4\pi Dt)^{3/2}} \int_V \exp\left(-\frac{|\vec{r}-\vec{r}_1|^2}{4Dt}\right) q(r, E_{\text{нт}}) d\vec{r}_1 = \\ &= \frac{Q \exp(-t/\tau)}{(2\pi)^3} \int_{V_k} \exp(-k^2 Dt) \varphi(\vec{k}) \exp(i\vec{k}\vec{r}) d\vec{k}, \end{aligned} \quad (\text{п. 1})$$

где

$$\varphi(\vec{k}) = \frac{1}{Q} \int_V \exp(-i\vec{k}\vec{r}) q(r, E_{\text{нт}}) d\vec{r}_1.$$

Например, если плотность замедления описывается синтетической формулой, то, согласно [48],

$$\varphi(\vec{k}) = \frac{\exp[-k^2 L^{(2)^2}]}{1 + k^2 L^{(1)^2}},$$

где

$$L^{(1)^2} + L^{(2)^2} = L_{\text{3}}^2.$$

Формулу (п.1) запишем следующим образом:

$$n(r, t) = \frac{Q \exp(-t/\tau)}{(2\pi)^3} \int_{V_k} \exp(-k^2 M_n^2 + i\vec{k}\vec{r}) \varphi^*(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (\text{п. 2})$$

где

$$\varphi^*(\vec{k}) = \exp(k^2 L_{\text{3}}^2) \varphi(\vec{k}).$$

Функцию $\varphi^*(\vec{k})$ можно представить в виде ряда

$$\varphi^*(\vec{k}) = a_0 + a_1 k^2 + a_2 k^4 + \dots$$

В этом ряду вне зависимости от выбора модели замедления $a_0=1$ и $a_1=0$. Учитывая эти равенства, запишем

$$\varphi^*(\vec{k}) = 1 + a_2 k^4 + \dots \quad (\text{п. 3})$$

Подставляя (п.3) в (п.2), после интегрирования получим:

$$n(r, t) = \frac{Q}{[4\pi M_n^2(t)]^{3/2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4M_n^2(t)}\right) \left[1 + \frac{\gamma_0}{M_n^4(t)} H\left(\frac{r}{M_n(t)}\right) + \dots \right],$$

где $H(r/M_n(t))$ описывается формулой (III.25):

$$\gamma_0 = 15a_2/4.$$

Величина $[H(r/M_n(t))] \leq 1$, если $r < 4.5 M_n(t)$, что при $t=0$ для песчаника с $k_{\text{п}}=0.2$ соответствует $r < 74$ см, а с $k_{\text{п}}=0.3$ — $r < 68$ см. Если $t=1$ мс, это условие выполняется при $r < 88$ для $k_{\text{п}}=0.2$ и при $r < 80$ см для $k_{\text{п}}=0.3$. При увеличении r сверх указанных пределов $[H(r/M_n(t))]$ быстро растет. В этих же пределах изменений r отличие (III.24) от функции (III.22) за-

висит только от отношения $\gamma_0/M_n^4(t)$. Таким образом, при $r \leq 60 \div 80$ см отличие $n(r, t)$ от функции (III.22) уменьшается с ростом времени t пропорционально $M_n(t)$.

Если $q(r, E_{\pi\pi})$ описывается синтетической формулой

$$\frac{\gamma_0}{M_n^4(t)} = 2 \left(\frac{P_H}{1 + P_H} \right) \left(\frac{L_3}{M_n(t)} \right)^4, \quad (\text{п. 4})$$

где

$$P_H = L^{(1)^2}/L^{(2)^2}.$$

По формуле (п.4) для $k_{\pi}=0,3$ и $p_{\pi}=0,5$ имеем $\gamma_0/M_n^4(t)=0,22$ при $t=0$ и $0,11$ при $t=1$ мс, а для $k_{\pi}=0,3$ и $p_{\pi}=1$ $\gamma_0/M_n^4(t)=0,25$ при $t=1$ мс и $0,14$ при $t=2$ мс.

В работе [48] хорошее соответствие расчетных данных результатам опытов в модели песчаника с $k_{\pi}=0,2$ было получено при $p_{\pi}=1$. Поэтому сделанные оценки позволяют утверждать, что формулой (III.22) можно пользоваться для описания распределения $n(r, t)$ в пластах с водородосодержанием, соответствующим $0,1 \leq k_{\pi} \leq 0,3$ при $r < 80$ см и $z > 1$ мс с погрешностью не более 20—25%. Причем эта погрешность тем меньше, чем меньше k_{π} и чем больше t .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анализ амплитудных, временных и пространственных характеристик распределения гамма-квантов при ИНГК.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1969, с. 40—56 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 7.) Авт.: А. Л. Поляченко, Т. Е. Гаврина, В. Г. Цейтлин, Т. А. Шапошникова.
2. Анисимов В. С., Воронков Л. Н., Куриленко Ф. А. Использование генераторов нейтронов для определения интервалов притока воды в скважину.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1971, с. 169—172 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 9.)
3. Арбузов В. М., Иванцов В. П. Изучение возможностей импульсных нейтронных методов для детального расчленения песчаных коллекторов по хлоросодержанию.— В кн.: Вопросы геофизических исследований в нефтяных скважинах, испытания пластов и отбора керна. М., ВНИИОЭНГ, 1971, с. 3—24 с ил.
4. Барсуков О. А., Авзянов В. С. Распределение нейтронов в многослойных средах при точечном источнике быстрых нейтронов.— В кн.: Ядерная геофизика. М., Гостоптехиздат, 1963, с. 160—166 с ил.
5. Бергельсон Б. Р. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. М., Атомиздат, 1970, 270 с. с ил.
6. Беспалов Д. Ф., Кривоплясов А. И. Аппаратура ИНК для исследования механизированных скважин.— В кн.: Скважинные генераторы нейтронов. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 52—64 с ил.
7. Беспалов Д. Ф., Миллер В. В., Шимелевич Ю. С. Импульсные нейтронные методы в геофизике.— «Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.», 1971, № 12, с. 39—43 с ил.
8. Булашевич Ю. П. Теория нейтронного каротажа в применении к разведке нефтяных и угольных месторождений.— «Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.», 1948, т. XII, № 2, с. 3—11 с ил.
9. Власов Н. А. Нейтроны. Изд. 2-е. М., «Наука», 1971. 551 с. с ил.
10. Влияние ближней зоны на результаты исследований обсаженных скважин старого фонда.— В кн.: Ядерно-физические и акустические методы выделения продуктивных пластов в обсаженных скважинах. М., «Недра», 1972, с. 60—74 с ил. Авт.: Ю. А. Гулин, Д. А. Бернштейн, В. М. Иванов и др.
11. Вопросы интерпретации данных импульсного нейтронного каротажа.— В кн.: Состояние и перспективы геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. М., «Недра», 1969, с. 57—94 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 5.) Авт.: Б. М. Буров, Ф. Ц. Денисик, В. А. Новгородов и др.
12. Выделение продуктивных пластов геофизическими методами в обсаженных скважинах при доразведке месторождений нефти и газа. (Временное методическое пособие.) Москва—Саратов, ОНТИ НВНИИГГ, 1971. 159 с. с ил.
13. Выделение продуктивных интервалов геофизическими методами при доразведке месторождений нефти и других полезных ископаемых в Азербайджане.— В кн.: Ядерно-геофизические и геоакустические исследования обсаженных скважин при доразведке нефтяных и газовых месторождений. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 181—193 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 14.) Авт.: Л. А. Путкарадзе, К. А. Касумов, Ю. В. Нечаев и др.

14. Генератор нейтронов для исследования фонтанирующих скважин. Сб. тезисов докладов Всесоюз. семинара по ядерной геофизике. Уфа, изд. Башк. Гос. Ун-та, 1969, с. 15—17. Авт.: А. М. Кривоплясов, Л. Н. Воронков, П. Н. Крупников и др.
15. Говор Л. И., Демидов А. М., Иванов В. А. Исследование возможностей каротажа нефтяных скважин с использованием Ge(Li)-гамма-детектора и Ро-Ве-источника нейтронов. М., препринт ИАЭ—1872, 1969. 11 с. с ил.
16. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. Перевод с англ. М., Атомиздат, 1961. 343 с. с ил.
17. Горбунов В. Ф., Спасский А. Б., Иванкин В. П. Об определении коэффициента поглощения гамма-квантов в однородной среде импульсными нейтронными методами.— В кн.: Выделение продуктивных пластов методами ядерной геофизики в обсаженных скважинах. Саратов, ОНТИ ВНИИГГ, 1971, с. 125—128 с ил.
18. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. Справочник. М., Атомиздат, 1963. 508 с. с ил.
19. Григорьев И. С., Новиков В. М. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М., Атомиздат, 1966. 117 с. с ил.
20. Гулин Ю. А. Влияние условий измерений при оценке пористости пород по данным нейтронного гамма-метода.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1969, с. 201—222 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 7.)
21. Гулин Ю. А. Влияние ближней зоны на результаты исследований обсаженных скважин старого фонда.— В кн.: Ядерно-физические и акустические методы выделения продуктивных пластов в обсаженных скважинах. М., «Недра», 1972, с. 60—73 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 11.)
22. Дахнов В. Н., Холин А. И., Барсуков О. А. Расчленение коллекторов по водонефтесыщенности в обсаженных скважинах нейтронным гамма-методом. — «Нефтяное хозяйство», 1955, № 8, с. 3—7 с ил.
23. Дядькин И. Г., Баталина Э. П. Изменение во времени пространственно-энергетического распределения нейтронов от импульсного источника.— «Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 1, с. 5 с ил.
24. Запорожец В. М., Кедров А. И. Исследование горных пород методом активации ядер кислорода нейтронами с энергией 14 МэВ.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1968, с. 182—191 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 1.)
25. Захарченко В. Ф. К методике интерпретации нейтронных измерений в средах с включениями.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования, № 6. Свердловск, УФ АН СССР, Ин-т геофизики, 1967, с. 3—11 с ил.
26. Исследование диффузии и термализации нейтронов в воде и во льду с помощью импульсного метода в широком диапазоне температур.— «Атомная энергия», 1962, т. 12, № 1, с. 22—30 с ил. Авт.: А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, Ю. А. Меркульев, И. К. Смолик.
27. Кадисов Е. М., Миллер В. В., Шимелевич Ю. С. Применение германиево-литиевых спектрометров для нейтронного радиационного анализа горных пород.— В кн.: Ядерно-геофизические и геоакустические исследования обсаженных скважин при доразведке нефтяных и газовых месторождений. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 21—42 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 14.)
28. Казарновский М. В. Теория нестационарной термализации нейтронов.— «Труды ФИАН СССР им. Лебедева», т. 63. М., «Наука», 1972, с. 3—100 с ил.
29. Кантор С. А. Расчет распределения плотности замедления над тепловых нейтронов с использованием источника вторых столкновений.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1968, с. 3—26 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 3.)
30. Кантор С. А., Шапошников Т. А. Убывание со временем плотности тепловых нейтронов в среде с пропластком.— В кн.: Ядерно-геофизические, геохимические и изотопные методы в геологии. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, с. 92—102 с ил.

31. Кантор С. А., Шапошникова Т. А., Юдин В. А. Теоретическое исследование спектра гамма-излучения радиационного захвата тепловых нейтронов при нейtronометрии скважин.—В кн.: Ядерная геофизика. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1974, с. 27—42 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 17.)
32. Карташев Е. О., Штань А. С. О пороговой чувствительности нейтронного активационного анализа растворов в потоке.—В кн.: Радиационная техника. М., Атомиздат, 1970, с. 117—119 (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 5.)
33. Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтепромысловой геологии. М., «Недра», 1974. 184 с. с ил.
34. Коноплев Ю. В., Киценко Ю. А., Деткова Н. В. Исследование ядерно-геофизических методов для выделения невыработанных и пропущенных объектов.—В кн.: Ядерно-геофизические и геоакустические исследования обсаженных скважин при дозразведке нефтяных и газовых месторождений. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 194—203 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 14.)
35. Кухаренко Н. К., Сердий А. Г., Одиноков В. П. Выделение водноносных и нефтеносных пластов и определение положения водо-нефтяного контакта в условиях обсаженных скважин методами НГК-ЛС и ННК.—В кн.: Применение радиоактивных изотопов и излучений в нефтяной промышленности. М., Гостоптехиздат, 1957, с. 34—43 с ил.
36. Ларионов В. В. Радиометрия скважин. М., «Недра», 1969. 328 с. с ил.
37. Лейпунский О. И. Распространение γ -квантов в веществе. М., Атомиздат, 1959. 154 с. с ил.
38. Миллер В. В. Метод определения среднего времени жизни тепловых нейтронов по измерениям на небольших образцах вещества.—«Атомная энергия», 1967, т. 22, вып. 1, с. 33—38 с ил.
39. Муслимов Р. Х., Покровский В. А., Васильев И. И. К вопросу о перемещении нефти за внешний контур нефтеносности.—В кн.: Вопросы геологии и разработки нефтяных месторождений. М., «Недра», 1965, с. 259—262 с ил.
40. Нейтронный активационный анализ в геологии и геофизике. М., «Наука», 1972. 328 с. с ил. (Институт геологии и геофизики СО АН СССР. Труды, вып. 126.) Авт.: Е. Б. Бланков, Т. Н. Бланкова, В. Г. Русев, К. И. Якубсон.
41. Новые методы исследования буровых скважин, основанные на использовании импульсных нейтронных источников.—«Нефтяное хозяйство», 1958, № 11, с. 8—15 с ил. Авт.: Б. Г. Ерозолимский, Л. Р. Войцик, Н. В. Попов, А. С. Школьников.
42. Освоение и эксплуатация нефтяных месторождений Татарии. Казань, Татарское книжн. изд-во, 1973. 206 с. с ил. Авт.: Р. Х. Муслимов, А. В. Валиханов, С. А. Султанов и др.
43. Основы импульсного нейтрон-нейтронного каротажа. (Временное инструктивное пособие). М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1965. 295 с. с ил. Авт.: Ю. С. Шимелевич, А. С. Школьников, А. Л. Поляченко и др.
44. Орлинский Б. М., Арбузов В. М. Контроль за обводнением продуктивных пластов методами промысловой геофизики. М., «Недра», 1971. 153 с. с ил.
45. Оценка нефтенасыщенности пластов в обсаженных скважинах методом нейтронного гамма-каротажа.—«Нефтяное хозяйство», 1959, № 11, с. 7—13 с ил. Авт.: А. Ш. Галиевич, И. Л. Дворкин, Ю. П. Пешинский, В. С. Дорофеев.
46. Перъков Н. А. Интерпретация результатов каротажа скважин. М., Гостоптехиздат, 1963. 436 с. с ил.
47. Поляченко А. Л. Разностные методы решения прямых задач в условиях обсаженных скважин и неоднородных пластов.—В кн.: Ядерно-геофизические и геоакустические исследования обсаженных скважин при дозразведке нефтяных и газовых месторождений. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 65—86 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 14.)

48. Поляченко А. Л., Цейтлин В. Г. Простая модель замедления нейтронов в средах с произвольным водородосодержанием.—В кн.: Ядерно-геофизические, геохимические и изотопные методы в геологии. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, с. 13—28 с ил.

49. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. М., Атомиздат, 1963. 204 с. с ил.

50. Применение спектрометра с Ge (Li)-детектором для изучения элементного состава горных пород в условиях скважин.—В кн.: Ядерно-физические и акустические методы выделения продуктивных пластов в обсаженных скважинах. М., «Недра», 1972, с. 8—17 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 11.) Авт.: Ю. Ф. Барышев, В. П. Иванкин, А. М. Кучер и др.

51. Расчет показаний и анализ информативности кислородного каротажа применительно к задачам исследования пластов.—В кн.: Ядерная геофизика. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1974, с. 10—21 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 17.) Авт.: Б. А. Терентьев, В. Г. Цейтлин, В. А. Юдин, А. И. Кедров.

52. Резванов Р. А. Приближенный учет неупругого рассеяния нейтронов и анизотропии упругого рассеяния в центре масс при решении задач нейтронного каротажа методом Монте-Карло.—В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1969, с. 65—75 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 7.)

53. Резванов Р. А. Об ограниченности способа определения содержания водорода в горных породах при помощи двухзондовой модификации ИННМ.—В кн.: Прикладная геофизика, вып. 63. М., «Недра», 1971, с. 159—166 с ил.

54. Резванов Р. А. Импульсный нейтронный каротаж с компенсацией влияния водородосодержания пласта.—В кн.: Ядерно-геофизические и геоакустические исследования обсаженных скважин при доразведке нефтяных и газовых месторождений. М., ОНТИ ВНИИЯГГ, 1973, с. 125—139 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 14.)

55. Современное состояние вопроса о количественном определении нейтронных параметров горных пород импульсными нейтронными методами.—В кн.: Состояние и перспективы ядерно-геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. М., «Недра», 1969, с. 28—56 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 5.) Авт.: В. П. Иванкин, С. А. Кантор, В. В. Миллер и др.

56. Соколовский Э. В. Применение радиоактивных изотопов для контроля за разработкой нефтяных месторождений. М., «Недра», 1968. 180 с. с ил.

57. Спектрометрия нейтронного гамма-излучения в сочетании с временным анализом и перспективы ее применения в ядерной геофизике.—В кн.: Состояние и перспективы ядерно-геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. М., «Недра», 1969, с. 122—135 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 5.) Авт.: В. Ф. Горбунов, Е. М. Кадисов, А. И. Кедров и др.

58. Сребродольский Д. М. К вопросу об интерпретации результатов импульсного нейтрон-нейтронного каротажа.—В кн.: Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. М., Атомиздат, 1963, с. 160—176 с ил.

59. Стром Э., Исаэль Х. Сечение взаимодействия гамма-излучения. М., Атомиздат, 1973. 256 с. с ил.

60. Султанов С. А. Контроль за заводнением нефтяных пластов. М., «Недра», 1974. 223 с. с ил.

61. Федынский В. В., Комаров С. Г. Геофизические исследования скважин в СССР.—В кн.: Труды IV Международного нефтяного конгресса. М., Гостоптехиздат, 1956, с. 227—241 с ил.

62. Филиппов Е. М., Варварин Г. Б. Плотностной гамма-гамма-метод в геофизике. Новосибирск, «Наука», СО АН СССР, 1972. 230 с. с ил.

63. Флеров Г. Н., Алексеев Ф. А., Ерозолимский Б. Г. Перспективы использования радиоактивных излучений в геологии при поисках и разведке полезных ископаемых.—В кн.: Труды Всесоюзного совещания по применению радиоактивных изотопов. М., Гостоптехиздат, 1958, с. 17—28.

64. Цлав Л. З. К вопросу об определении положения водо-нефтяного контакта в карбонатных отложениях в условиях обсаженных скважин.— В кн.: Ядерная геофизика, 1959, с. 228—238 с ил.
65. Шимелевич Ю. С., Попов Н. В., Горбунов В. Ф. Некоторые вопросы временного распределения гамма-излучения, возникающего при облучении горных пород быстрыми нейтронами.— В кн.: Ядерная геофизика. М., «Недра», 1968, с. 176—181 с ил. (ВНИИЯГГ. Труды, вып. 1.)
66. Юман А., Циммерман К. Использование генератора нейтронов. Перевод с англ.— В кн.: Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. М., Атомиздат, 1963, с. 145—151 с ил.
67. Ядерно-физические константы для нейтронного активационного анализа. (Справочник). М., Атомиздат, 1969. 328 с. с ил. Авт.: А. И. Алиев, В. И. Дрынкин, Д. И. Лейпунская, В. А. Касаткин.
68. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. М., Атомиздат, 1963. 132 с. с ил.
69. Analytical Sensitivities and Energies of Thermal Neutron Capture Gamma Rays.— „Nucl. Instr. and Meth.“, 1971, vol. 93, No 3, p. 425—459 with ill. Aut.: F. E. Senftle, H. D. Moore, D. B. Leep e. a.
70. Duffy D., El-Kady A., Senftle F. E. Analytical Sensitivities and Energies of Thermal Neutron Capture Gamma Rays.— „Nucl. Instr. and Meth.“, 1970, vol. 80, No 1, p. 149—171 with ill.
71. Dumesnil P., Andrieux C. Spectrometrie gamma dans les forages par sonde à semiconducteur GeLi.— „Industries Atomiques“, 1970, vol. 14, No 11/12, p. 29—40.
72. Goldstein H., Wilkins J. E. Calculation of the Penetration of Gamma Rays.— „Final Report, June 30, 1954“. Oak Ridge, [1955]. 196 p. with ill. (US EAC, R. NYO—3075.)
73. Grodstein G. W. X-Ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV.— Washington, Cov. print. off, 1957. 54 p. with ill. (US National Bureau of Standards Circular 583.)
74. Pontecorvo B. Neutron Well Logging.— „Oil and Gas J.“, 1941, vol. 40, No 18, p. 32—33 with ill.
75. Tittle C. W., Youmans A. H. The Neutron Lifetime Log.— „Oil and Gas J.“, 1964, vol. 62, No 36, p. 165—168.
76. Pulsed Neutron Experiments in Borehole Model.— In: Nuclear Geophysicists Conference, 1962, Sept. 24—30, Cracow. Warsawa, Scient. Technic. and Econom. Inform. Center of the CAE, 1963, vol. 2, p. 499—541 with ill.
77. Tittman J., Nelligan W. Laboratory Studies of a Pulsed Neutron Source Technique in Well Logging.— „J. of Petr. Tech.“, 1960, vol. 12, No 7, p. 63—66 with ill.
78. Thermal Neutron Decay Time Logging Using Dual Detection.— „SPWLA Fourteenth Logging Symposium“, May 6—9, 1973, s. l., s. a., p. 26. with ill. Aut.: J. T. Dewan, G. W. Johnstone, L. A. Jacobson e. a.
79. The Thermal Decay Time Log.— „J. Soc. Petr. Eng.“, 1970, vol. 10, No 4, p. 365—378 with ill. Aut.: J. S. Wahl, W. B. Nelligan. A. H. Frentrop e. a.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
I. Физические принципы и классификация нейтронных методов исследования скважин	8
II. Параметры переноса нейтронов и гамма-квантов в горных породах	14
1. Основные сведения о процессах взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом	14
2. Расчет параметров переноса нейтронов и гамма-квантов в горных породах	23
3. Связь состава минералов, осадочных пород и насыщающих их флюидов с параметрами переноса нейтронов и гамма-квантов	29
III. Нестационарный перенос нейтронов и гамма-квантов в однородной среде	36
4. Замедление нейтронов в однородной среде	36
5. Нестационарная диффузия тепловых нейтронов	41
6. Нестационарное распределение гамма-излучения, возникающего при захвате нейтронов	48
IV. Нестационарные поля нейтронов и гамма-квантов в горных породах, пересеченных скважиной	55
7. Поля нейтронов в среде, пересеченной идеализированной скважиной (двухслойная среда)	55
8. Особенности распределения нейтронов в среде, пересеченной обсаженной скважиной	65
9. Пространственно-временное распределение гамма-квантов радиационного захвата в среде со скважиной	71
V. Нестационарные поля нейтронов и гамма-квантов в средах, ограниченных по размерам	77
10. Нестационарное распределение нейтронов и гамма-квантов в моделях пластов	77
11. Экспериментальное определение среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах путем исследования образцов небольших размеров	82
12. Зона исследования горных пород нейтронными методами и влияние зоны проникновения фильтрата бурового раствора на их показания	85
VI. Физические основы методики проведения и интерпретации ИННК и ИНГК	90
13. Области эффективного применения ИННК и ИНГК	91
14. Основы методики измерений ИННК и ИНГК	94
15. Особенности методики измерений с целью количественного определения нейтронных параметров горных пород	99
16. Схема типичных результатов измерений ИНК	107
17. Физические принципы интерпретации результатов измерений ИНК	110
VII. Другие импульсные нейтронные методы	122
18. Импульсный кислородный активационный каротаж	122
19. Нейтронный радиационный анализ элементного состава горных пород с применением импульсного генератора нейтронов и полупроводникового гамма-спектрометра	130
VIII. Нестационарные поля нейтронов в неоднородных пластах и пластах ограниченной мощности	140
20. Распределение нейтронов около границы двух мощных пластов	140
21. Распределение нейтронов в пропластке и в пачке пропластков	144
22. Поле нейтронов в пластах с микронеоднородностями	150
Заключение	153
Приложение. Вывод и исследование формулы (III.24)	154
Список литературы	156

лр. 09 к.



НЕДРА