

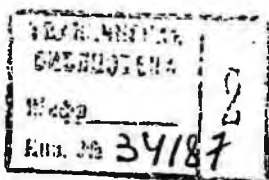
550
ЯЗУ

**ЯДЕРНЫЕ
МАГНИТНЫЕ
МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН**

2004

550
Я 34

ЯДЕРНЫЕ
МАГНИТНЫЕ
МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН



Москва «НЕДРА» 1976

Ядерные магнитные методы исследования скважин. М., «Недра», 1976. 127 с. Авт.: С. М. Аксельрод, В. И. Даневич, В. М. Запорожец и др.

Рассмотрены физические основы ядерных магнитных методов свободной прецессии и спинного эха, а также аппаратура АЯМК-1 для проведения ядерного магнитного каротажа (ЯМК) по методу свободной прецессии. Аппаратура позволяет определять начальную амплитуду сигнала свободной прецессии (ССП) и время продольной релаксации в слабом и сильном полях.

Лабораторными исследованиями показано, что наиболее важными характеристиками пород, которые могут быть определены методом свободной прецессии, являются индекс свободного флюида (ИСФ) и время продольной релаксации T_1 .

Приведены результаты исследований ЯМК в комплексе с другими методами.

Комплексная интерпретация результатов ЯМК и других видов каротажа позволяет оценивать относительную слонстую глинистость и эффективную мощность пласта, проницаемость, содержание свободной и связанной воды в нефтеносном коллекторе, разделять нефтеносные и битуминизированные коллекторы и уточнять характер насыщающего пласт флюида в разрезах с пресными пластовыми водами.

Книга предназначена для научных работников и инженеров-геофизиков.

Табл. 7, ил. 39, список лит.—75 назв.

Авторы: С. М. Аксельрод, В. И. Даневич, В. М. Запорожец, А. Ф. Евдокимов, А. М. Мелик-Шахназаров, В. Д. Неретик, Г. Л. Орлов

ПРЕДИСЛОВИЕ

Несмотря на существенное расширение в последние годы комплекса геофизических методов исследования скважин и усовершенствование методики интерпретации результатов, эффективность методов промысловой геофизики при выделении коллекторов в разрезе скважин, оценке их коллекторских свойств и насыщающего их флюида в отдельных случаях оказывается недостаточно высокой. В значительной мере это объясняется тем, что геофизическими методами коллекторы выделяются по косвенным признакам, в то время как прямой признак коллектора — наличие в поровом пространстве свободного флюида — этими методами непосредственно не устанавливается. Поэтому для выделения и изучения коллекторов в разрезах скважин возникла необходимость создания такого геофизического метода исследования скважин, который был бы способен непосредственно обнаруживать наличие свободного флюида в поровом пространстве пласта и оценивать его относительный объем.

Разработка метода, позволяющего обнаруживать свободный флюид, возможна на основе использования ядерно-магнитных эффектов, в частности, эффектов свободной прецессии ядер водорода в поле Земли, которые наблюдаются в условиях, когда молекулы воды или нефти не закреплены на стенках пор, т. е. могут перемещаться в поровом пространстве.

В Советском Союзе разработка ядерных магнитных методов (ядерного магнитного метода каротажа) начата в 1962 г. Организация работ для решения теоретических, аппаратурных и методических задач осуществлялась во ВНИИЯГГ, а также в АЗИНЕФТЕХИМ им. М. Азизбекова, Ленинградском Государственном университете и Азербайджанском отделении

ВНИИГеофизики (В. М. Запорожец, Л. Г. Петросян, Э. А. Былина, В. Д. Неретин, Б. Е. Векслер, А. Ф. Евдокимов, Р. В. Рудзенья, Ю. И. Махов, А. М. Мелик-Шахназаров, В. И. Даневич, Г. Л. Орлов, Е. М. Митюшин, Б. В. Клеванская, П. М. Бородин, А. В. Мельников, Ю. С. Чернышев, С. М. Аксельрод, Д. М. Садыхов).

При определении направления работ были проанализированы все возможные ядерно-магнитные методы исследования скважин и среди них выделены практически реализуемые и наиболее перспективные — методы спинного эха и свободной прецессии. Основное внимание было уделено методу свободной прецессии, позволяющему наиболее просто решать основные задачи непосредственного выделения коллекторов в разрезе скважин и оценки их коллекторских свойств. Выполненные в этом направлении работы охватили весь комплекс задач, связанных с разработкой ядерного магнитного каротажа, и позволили создать аппаратуру, теорию, методику проведения ЯМК и обработки результатов скважинных исследований, а также методику комплексной интерпретации данных ЯМК и других промыслово-геофизических методов.

Большой вклад в развитие ЯМК внесли В. Д. Чухвичев, Г. М. Донов (трест «Татнефтегеофизика»), В. Н. Соколов, В. С. Асмолов, Н. И. Вагапов (трест «Мангышлакнефтегеофизика»), В. М. Винокуров, С. В. Веденин (Казанский университет), О. М. Нелепченко (ЗапСибНИГНИ).

Ядерные магнитные методы позволяют решать задачи непосредственного определения эффективной пористости коллекторов в условиях их залегания, а также детально изучать строение неоднородных пластов-коллекторов и выделять коллекторы в сложных разрезах, когда комплекс стандартных методов не обеспечивает однозначного решения этой задачи.

Непосредственное определение эффективной пористости пластов в условиях залегания с помощью ядерного магнитного каротажа (ЯМК) расширяет возможности промыслово-геофизических комплексов исследования скважин при оценке относительной эффективной мощности, относительной слоистой глинистости, коэффициента остаточной водонасыщенности и промышленной нефтенасыщенности коллекторов.

На основе измерения индекса свободного флюида и времени продольной релаксации пластов-коллекторов впервые ста-

новится возможным значительно повысить точность определения промыслово-геофизическими методами такого важного параметра, как коэффициент проницаемости. Существенного повышения точности прогноза нужно ожидать благодаря применению ЯМК и при оценке нефтенасыщенности коллекторов в разрезах с пресными пластовыми водами.

Таким образом, использование ЯМК в комплексе геофизических методов исследования скважин является источником существенного повышения эффективности методов промысловой геофизики как при оперативной интерпретации, так и при подсчете запасов нефти и газа.

М. Паккардом, Р. Варианом, Р. Брауном, И. Кулиджем, Б. Гамсоном и другими были запатентованы различные виды аппаратуры и методы исследования, основанные на использовании тех или иных модификаций ядерных магнитных методов. Однако реализация этих патентов была связана, видимо, с большими трудностями. В нескольких статьях были проанализированы возможности ЯМК при решении некоторых задач нефтепромысловой геологии и геофизики.

Значительное число обстоятельных работ, выполненных зарубежными авторами, посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию процессов релаксации и формирования сигналов свободной прецессии в пористых средах. Здесь необходимо отметить в первую очередь работы Р. Брауна, О'Рейли, Х. Торри, А. Бейкера, И. Циммермана, О. Девери, Д. Сиверса, И. Пфейфера, Ф. Пойндекстера, Дж. Робинсона и др.

Несмотря на значительное число статей, посвященных вопросам применения ядерно-магнитных методов для изучения разрезов скважин, как в отечественной, так и в зарубежной литературе до сих пор отсутствовало систематическое изложение вопросов теории, аппаратуры и методики проведения ЯМК. Настоящая книга в определенной мере восполняет этот пробел.

При формировании материала книги авторы стремились создать у читателя достаточно полное представление об эффективности и области применения ядерного магнитного каротажа и об уровне разработки теории, методики и аппаратуры, которого достиг этот метод в Советском Союзе. К сожалению, из-за малого объема книги ряд вопросов рассмотрен схематично без освещения всех аспектов проблемы. По той же причине

в изложении физических основ метода дается лишь тот минимум сведений, который необходим для общего понимания основных процессов, происходящих при ядерном магнитном каротаже. Более подробное изложение вопросов ядерного магнитного резонанса можно найти в специальной литературе.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. И. Махову, Е. М. Митюшину, Д. М. Садыхову, Б. В. Клеванской, В. Д. Чухвичеву, совместно с которыми были подготовлены некоторые материалы, приведенные в книге.

Глава I

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Ядерный магнитный резонанс

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) наблюдается у ядер, имеющих механический P и магнитный μ моменты. Ядро, обладающее механическим моментом (спином), можно рассматривать как намагниченный волчок (рис. 1, а). В постоянном внешнем магнитном поле на ядро, обладающее магнитным моментом, действует пара сил, стремящаяся расположить момент параллельно этому полю. В то же время вследствие наличия механического момента ядро, подобно волчку, будет прецессировать вокруг направления этого поля с частотой ω_0 , пропорциональной напряженности поля H_0 и называемой ларморовой частотой:

$$\vec{\omega}_0 = \gamma \vec{H}_0, \quad (1)$$

где $\gamma = \mu/P$ — гиромагнитное отношение ядра.

В действительности ЯМР наблюдается не для единичного ядра, а для большой совокупности ядер. При этом поведение совокупности ядер (статистического ансамбля спинов), обладающих магнитным и механическим моментами, существенно отличается от поведения отдельно взятого ядра, так как в этом случае существенную роль играет взаимодействие спинов ядер друг с другом (спин-спиновое взаимодействие) и с окружающей средой, или с решеткой (спин-решеточное взаимодействие).

Помещенный во внешнее постоянное магнитное поле ансамбль спинов испытывает два конкурирующих воздействия: с одной стороны, магнитное поле стремится расположить моменты ядер по направлению поля, с другой — тепловое движение молекул стремится разрушить это упорядоченное расположение моментов ядер. Поэтому через некоторое время после

наложения постоянного магнитного поля наступает динамическое равновесие, при котором в исследуемой среде устанавливается определенная статическая намагниченность, величина которой характеризуется вектором ядерной намагниченности — макроскопическим магнитным моментом (рис. 1, б)

$$\vec{M} = \kappa \vec{H}_0, \quad (2)$$

где κ — ядерная магнитная восприимчивость.

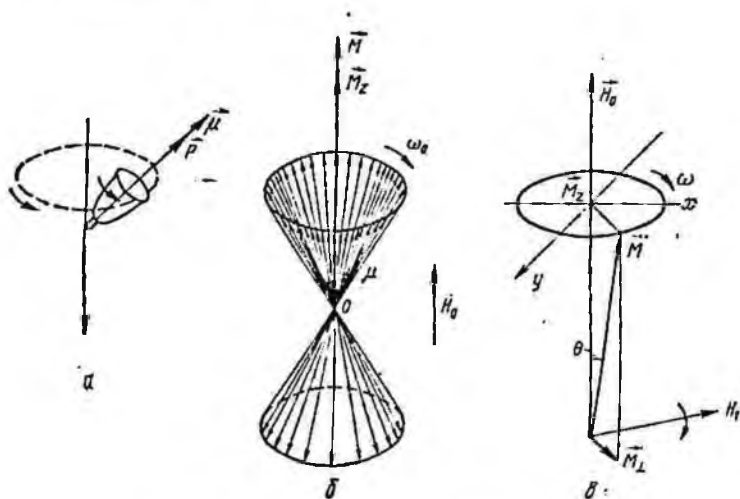


Рис. 1. Схема возникновения продольной и поперечной составляющих вектора ядерной намагниченности.

а — изображение прецессирующего магнитного момента ядра; б — изображение прецессирующих магнитных моментов ансамбля ядер и продольной составляющей вектора ядерной намагниченности $\vec{M}_z$ в поле $\vec{H}_0$; в — изображение прецессирующего вектора ядерной намагниченности в полях $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_1$ и его продольной $\vec{M}_z$ и поперечной $\vec{M}_\perp$ составляющих

Процесс установления динамического равновесия называется спин-решеточной релаксацией, а постоянная времени T_1 , определяющая быстроту установления равновесия, — временем продольной (спин-решеточной) релаксации.

Образование статической макроскопической намагниченности следует и из квантово-механических представлений. Согласно последним, ядро, имеющее магнитный момент, в постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$ имеет дискретные уровни энергии, расстояние между которыми составляет $\gamma \hbar H_0$, где $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка. Для протона — ядра водорода имеется только два уровня: низкий соответствует направлению магнитного момента по полю, высокий — против поля. Число ядер, обла

дающих определенным энергетическим уровнем (населенность энергетических уровней), определяется распределением Больцмана, т. е. подчиняется экспоненциальному закону:

$$h \approx \exp(-E_y/kT), \quad (3)$$

где T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана; E_y — энергия уровня.

Населенность нижнего энергетического уровня n_- согласно распределению Больцмана превышает населенность верхнего n_+ . В то же время вероятность P_{-+} перехода ядра с нижнего уровня на верхний меньше вероятности P_{+-} обратного перехода. При динамическом равновесии число переходов обоого вида одинаково:

$$n_+ P_{+-} = n_- P_{-+}. \quad (4)$$

Разность населенностей энергетических уровней ядер обуславливает появление статической макроскопической намагниченности статистического ансамбля спинов $\vec{M}$ при наложении на них внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Она определяется выражением

$$\vec{M} = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 J(J+1) \vec{H}_0}{3kT}, \quad (5)$$

где N — число ядерных спинов в единице объема; J — спин.

Из (2) и (5) следует, что ядерная магнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 J(J+1)}{3kT}. \quad (6)$$

Если ансамбль спинов, находящийся в тепловом равновесии во внешнем постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$, подвергнуть воздействию переменного высокочастотного магнитного поля $\vec{H}_1$, поляризованного в плоскости, перпендикулярной к $\vec{H}_0$, то система спинов в целом поглотит на частоте ω_0 энергию, излучаемую источником высокочастотного магнитного поля. Это является наиболее важным проявлением ядерного магнитного резонанса и объясняется тем, что вероятности поглощения и излучения кванта электромагнитной энергии ядром одинаковы, а населенность нижнего уровня существенно выше, чем верхнего. Именно поэтому суммарным эффектом воздействия переменного магнитного поля на ансамбль спинов является поглощение энергии этого поля на частоте резонанса ω_0 .

Поведение ансамбля спинов во внешнем магнитном поле наиболее наглядно описывается на основе классических представлений так называемыми уравнениями Блоха. Эти уравнения учитывают, что во внешнем поле $\vec{H}_0$ вектор ядерной намаг-

намагниченности $\vec{M}$ имеет только одну составляющую M_z , совпадающую с направлением $\vec{H}_0$ (осью z), а при воздействии переменного поля $\vec{H}_1$ создается и поперечная составляющая вектора ядерной намагниченности M_1 (рис. 1, в). При этом скорость протекания процессов спин-решеточной или продольной релаксации, обуславливающей продольную составляющую M_z , принимается пропорциональной разности равновесного $\vec{M}$ и текущего $M_z(t)$ значений вектора ядерной намагниченности, а скорость протекания процессов спин-спиновой, или поперечной релаксации, определяющей поперечную составляющую вектора M_1 , — пропорциональной величине $\vec{M}$.

С учетом изложенного уравнения Блоха записываются в виде

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= -\gamma(M_y H_z - M_z H_y) + \frac{1}{T_2} M_x = 0, \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma(M_z H_x - M_x H_z) + \frac{1}{T_2} M_y = 0, \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma(M_x H_y - M_y H_x) + \frac{1}{T_1} (M_z - M) = 0,\end{aligned}\quad (7)$$

где $H_x, M_x, H_y, M_y, H_z, M_z$ — составляющие поля H_0 и вектора M по осям координат.

По времени воздействия поля H_1 на ансамбль спинов различают стационарные и импульсные способы ЯМР. В стационарных способах поле H_1 действует непрерывно, в импульсных — в течение короткого времени, а наблюдение ядерной намагниченности проводится по окончании его действия. В промысловой геофизике применяются импульсные способы воздействия магнитных полей на ансамбль спинов: свободная прецессия и спиновое эхо.

Свободная прецессия

Наблюдение свободной прецессии ядерной намагниченности возможно, если предварительно каким-либо способом получить поперечную составляющую вектора ядерной намагниченности $M_\perp$. При этом вектор ядерной намагниченности будет прецессировать вокруг направления поля H_0 с ларморовой частотой ω_0 , тогда как величина вектора поперечной составляющей будет стремиться к нулю по экспоненциальному закону

$$M_\perp(t) = M_{0\perp} e^{-t/T_2}. \quad (8)$$

Этот процесс можно легко наблюдать по ЭДС, наведенной в катушке, — сигналу свободной прецессии (ССП), который имеет частоту ω_0 и затухает во времени в соответствии с (8).

Неоднородность поля $\vec{H}_0$ в объеме образца ускоряет процесс распада поперечной составляющей вектора ядерной намагниченности и, следовательно, увеличивает скорость затухания сигнала свободной прецессии. Это явление объясняется тем, что в неоднородном поле $\vec{H}_0$ каждому элементу объема соответствует свое локальное поле, отличающееся по величине от среднего значения $\vec{H}_0$ на небольшую величину. В соответствии с этим каждому элементу объема соответствует и локальное значение ларморовой частоты ω_{0i} , вследствие чего векторы ядерной намагниченности отдельных элементов объема прецессируют с различными частотами. Это приводит к тому, что с течением времени t , прошедшего с момента начала прецессии векторы ядерной намагниченности отдельных элементов объема расходятся по фазе («рассыпаются в веер») относительно среднего. Величина $M_{\perp}$ при этом уменьшается с увеличением времени t .

Хан показал, что закон затухания ССП, учитывающий одновременно релаксацию (T_2) и действие неоднородности поля (T_{2n}) определяется выражением (8) с той разницей, что вместо T_2 берется величина T_2^* , определяемая выражением [25, 48]:

$$1/T_2^* = 1/T_2 + 1/T_{2n}. \quad (9)$$

Показано, что при неоднородности поля, превышающей 10^{-3} Э/см, время поперечной релаксации T_2^* становится настолько малым, что регистрация сигналов свободной прецессии оказывается невозможной [25, 40, 54]. Для возбуждения сигнала свободной прецессии можно использовать различные способы, позволяющие повернуть вектор ядерной намагниченности $\vec{M}$ на угол 90° относительно направления поля $\vec{H}_0$. Наиболее простой и удобной является модификация Пакарда — Варнана, состоящая в том, что перпендикулярно направлению поля $\vec{H}_0$ создается на некоторое время t_n поляризующее поле H_n , намного превышающее по напряженности поле $\vec{H}_0$. Под действием этого поля возникает вектор ядерной намагниченности $\vec{M}(t_n)$, направление которого определяется суммой векторов $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_n$, а величина стремится к равновесному значению $\vec{M}$ со скоростью, определяемой временем продольной релаксации T_1 :

$$\vec{M}(t_n) = \vec{M} \left(1 - e^{-\frac{t_n}{T_1}} \right). \quad (10)$$

По истечении времени t_n поляризующее поле H_n быстро выключается. Это создает неравновесное состояние вектора $\vec{M}$,

который после выключения $\vec{H}_1$ начинает прецессировать вокруг направления магнитного поля $\vec{H}_0$ с частотой ω_0 , а его поперечная составляющая и, следовательно, амплитуда ССП уменьшаются со временем по закону (8).

Для возникновения свободной прецессии необходимо, чтобы за время выключения $\vec{H}_1$ не уменьшились заметно величина вектора ядерной намагниченности $\vec{M}$ и угол между этим вектором и вектором поля $\vec{H}_0$. Быстрое выключение поляризуемого поля технически трудно осуществимо. Поэтому для выключения поля $\vec{H}_1$ наиболее часто применяется способ ступенчатого выключения. В этом способе на первом этапе поляризующее поле в течение времени t_1 , намного меньшего времени T_1 , снижается до величины остаточного поля $\vec{H}_{oc}$, превышающего поле $\vec{H}_0$ в 5—10 раз. На втором этапе остаточное поле $\vec{H}_{oc}$ полностью выключается за весьма малое время t_2 , определяемое условием $t_2 \ll (\gamma H_{oc}^{-1})$.

Модификация Паккарда — Варiana очень удобна для наблюдения свободной прецессии в поле Земли $\vec{H}_z$, которое в силу своей высокой однородности вполне пригодно для использования в качестве поля $\vec{H}_0$.

Величина сигнала свободной прецессии в определенных условиях может быть существенно увеличена за счет использования динамической поляризации ядер, называемой эффектом Оверхаузера [1, 25]. Этот эффект состоит в том, что при воздействии на орбитальные электроны ядер переменного магнитного поля, частота которого равна ларморовой частоте электронов в поле $\vec{H}_0$, происходит нарушение равновесного распределения электронов (возникновение парамагнитного резонанса), что, в свою очередь, приводит к переориентации ядерных моментов, при которой нижние ядерные уровни оказываются населенными сильнее, чем верхние. Это создает условия для интенсивного поглощения энергии спинами на ларморовой частоте ядер. Увеличение ядерного момента, вызванное насыщением электронных уровней, весьма значительно [25]. Эффект Оверхаузера наблюдается в некоторых типах нефтей, содержащих свободные радикалы.

Спиновое эхо

В условиях неоднородного поля $\vec{H}_0$ используется иная методика возбуждения и регистрации сигналов — спиновое эхо (спин-эхо), основанное на особенностях процесса затухания вектора ядерной намагниченности, вызванных неоднородностью поля [1, 25]. Явление спинового эха состоит в том, что.

если воздействовать на систему спинов кратковременным наложением поля $\vec{H}_1$ (импульсом поля), а затем через время τ после первого импульса — вторым импульсом, то по истечении времени 2τ в измерительном датчике появляется кратковременный сигнал спин-эха. Наряду с двухимпульсной существуют многоимпульсные методики, при которых вслед за первым импульсом через равные промежутки времени 2τ налагают ряд импульсов, после каждого из которых наблюдается сигнал спин-эха [1, 25, 48, 54].

Рассмотрим последовательные этапы образования сигналов спин-эха, применив систему координат, вращающейся с частотой ω_0 . В начальный момент времени t_0 находящаяся в тепловом равновесии в поле $\vec{H}_0$ система спинов характеризуется вектором $\vec{M}$ (рис. 2, а, в). Под действием поля $\vec{H}_1$, включаемого на время t , так называемого 90° -ного импульса, вектор $\vec{M}$ поворачивается на 90° и ориентируется вдоль оси y вращающейся системы координат. Продолжительность 90° -ного импульса t мала, и релаксацией, происходящей за это время, можно пренебречь. После окончания 90° -ного импульса (момент времени t_0) векторы ядерной намагниченности отдельных элементов объема образца продолжают прецессировать и вследствие неоднородности поля рассыпаются в веер за время $t_0 - t_0$ (рис. 2, в), так что поперечная составляющая $M_\perp$ оказывается сильно уменьшенной, может быть, до нуля. По прошествии времени τ после 90° -ного импульса в момент времени t_2 (рис. 2, а) налагается так называемый 180° -ный импульс продолжительностью $2t$. Под его действием за время $t_2 - t_0$ вся система спинов поворачивается на 180° вокруг оси y вращающейся системы координат (рис. 2, а, в). Вследствие этого спины, продолжая прецессировать в прежнем направлении, уже не рассыпаются далее, а собираются, и через время 2τ после первого импульса векторы ядерной намагниченности отдельных элементов объема складываются, образуя сильный суммарный момент ядерной намагниченности, который и наблюдается в виде сигнала спинового эха (время t_2 на рис. 2, б, в). После этого, как и ранее, вектор ядерной намагниченности вновь рассыпается на веер в плоскости $x'Oy'$ и суммарное значение $\vec{M}_\perp$ вновь становится равным нулю ($t_{ж}$). Процесс образования сигналов спин-эха можно повторять, налагая через равные промежутки времени 2τ последовательность 180° -ных импульсов. Амплитуда сигнала спин-эха изменяется со временем вследствие спин-спиновой релаксации пропорционально $e^{-2\tau/T_2}$. Это дает возможность определения времени поперечной релаксации T_2 , не искаженного влиянием неоднородностей поля.

Описанная картина возникновения сигнала спинового эха справедлива при условии, что положение спинов не изме-

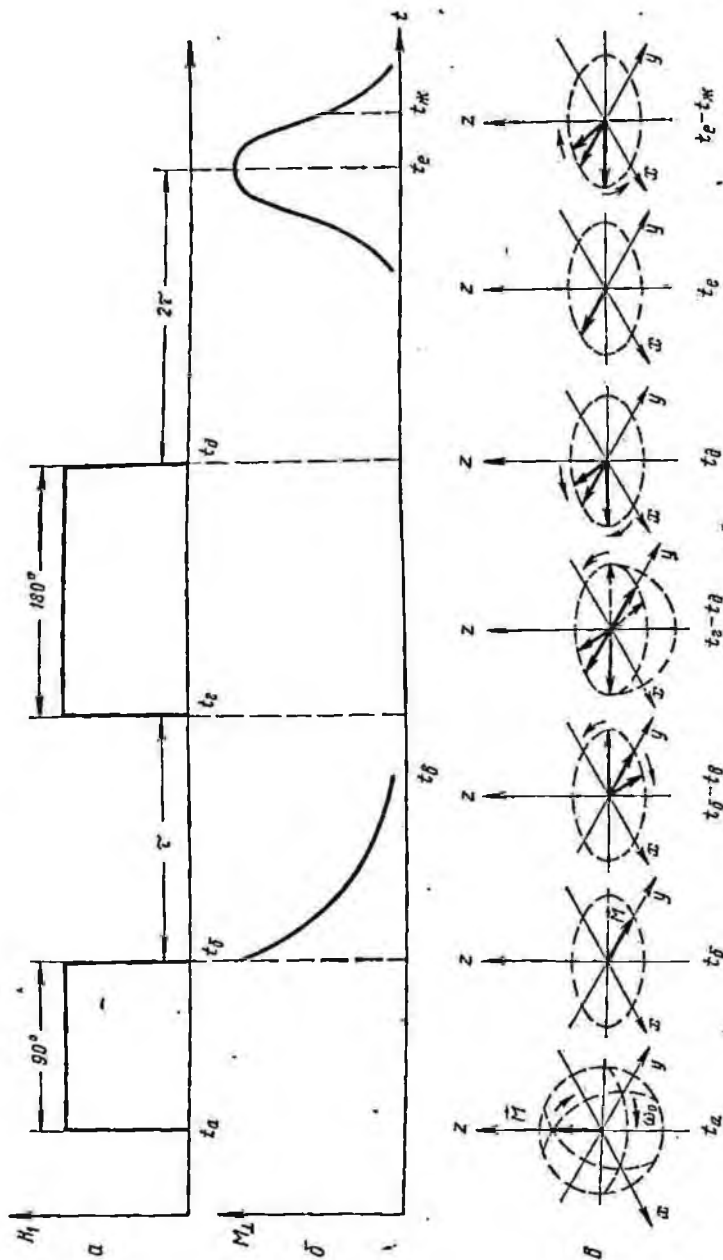


Рис. 2. Схематическое изображение процесса возбуждения сигнала спин-эха.

$\vec{H}_1$ — изменение напряженности радиочастотного поля по времени; $\vec{M}$ — изменение поперечной составляющей вектора ядерной намагниченности $\vec{M}_1$ (или амплитуды измеренного сигнала) по времени; α — положение вектора ядерной намагниченности в различные моменты времени

няется в пространстве во время измерения. Это условие выдерживается достаточно полно лишь в твердых телах. В жидкостях и газах из-за диффузии спины с течением коротких промежутков времени успевают попасть в точки, в которых значение поля может быть неодинаковым. Это приводит к дополнительной и необратимой потере когерентности, и интенсивность затухания сигнала спинного эха возрастает. Учет указанного влияния диффузии впервые выполнил Торри с использованием уравнений Блоха [1, 25, 48, 54]. Согласно этим результатам, затухание сигнала спинного эха описывается выражением

$$E(t) = E_0 e^{\left[-\frac{2\tau}{T_2} - \frac{2}{3} \tau^2 \gamma^2 G^2 D \right]}, \quad (11)$$

где G — среднее значение градиента изучаемого поля в образце; D — константа диффузии.

Имеется значительное число процедур, позволяющих получить сигнал спинного эха. Здесь уместно отметить модификацию метода, которая реализуется при изучении поля Земли и состоит в том, что предварительно, как и в методе свободной прецессии, исследуемый объект поляризуется полем $\vec{H}_n$, направленным под прямым углом к полю Земли, затем поле $\vec{H}_n$ плавно выключают, а через время τ налагают 90° -ный импульс. После этого импульса наблюдается сигнал свободной прецессии в поле Земли, а затем через время 2τ создают 180° -ный импульс, после которого наблюдают сигнал спинного эха.

Исследование разрезов скважин ядерными магнитными методами

Величина эффекта ЯМР у различных ядер, входящих в состав породообразующих элементов, различна. Она определяется в первую очередь величиной гиромагнитного отношения ядра, естественным содержанием элемента в горных породах и агрегатным состоянием вещества, в которое входят ядра данного элемента. В табл. 1 приведены значения параметров ядер основных элементов, которые встречаются в разрезах скважин нефтяных и рудных месторождений.

Из табл. 1 видно, что наибольшее значение гиромагнитного отношения и соответственно резонансной частоты в поле Земли свойственно водороду. По величине гиромагнитного отношения, естественному содержанию и агрегатному состоянию веществ, в которые он входит, водород является элементом, наиболее доступным изучению в условиях скважины. В связи с этим при ядерном магнитном каротаже объектом исследования являются ядра водорода, входящие в тот или иной флюид (воду, нефть или газ).

Таблица 1

Изотоп	Гиромангнитное отношение ($\gamma/2\pi$), Гц/Гс	Относительная амплитуда ССП от одинакового числа ядер при неизменном поле	Естественное содержание изотопа, %	Резонансная частота ЯМР в поле Земли, кГц
^1H	4257	1,000	99,98	2,178
^7Li	1655	1,294	92,57	0,827
^9Be	598,7	$1,39 \cdot 10^{-2}$	100	0,299
^{13}C	1071	$1,59 \cdot 10^{-2}$	1,11	0,503
^{17}O	577,2	$2,91 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	0,288
^{23}Na	1126,7	$9,27 \cdot 10^{-2}$	100	0,563
^{25}Mg	260,6	$2,68 \cdot 10^{-2}$	10,05	0,130
^{27}Al	1110	0,207	100	0,554
^{51}V	1121	$5,53 \cdot 10^{-2}$	100	0,559
^{55}Mn	1056	0,178	100	0,527
^{59}Co	1011	0,281	100	0,506
^{63}Cu	1131	0,116	69,09	0,564
^{87}Rb	1397	0,177	27,2	0,696
^{107}Ag	131	$6,69 \cdot 10^{-2}$	61,35	0,086

Для расширения информативности ЯМК представляет интерес изотоп углерода ^{13}C , эффект ЯМР от которого может быть обнаружен несколькими способами. Непосредственное обнаружение этого элемента методами ЯМР в условиях скважины сложнее, чем выделение водорода, так как для него характерны низкое содержание в естественной смеси изотопов углерода и низкая частота прецессии в поле Земли. Более реальным является обнаружение ^{13}C по его влиянию на ЯМР водорода. Это влияние проявляется в расщеплении линий водорода, вследствие чего в спектре водорода появляются боковые линии, отличающиеся по частоте от основной на ± 60 и ± 72 Гц. Другой способ обнаружения углерода в условиях скважин связан с использованием эффекта Оверхаузера, с помощью которого удастся установить наличие углеводородов, содержащих свободные радикалы. В этом случае непосредственным объектом исследования являются ядра водорода [17].

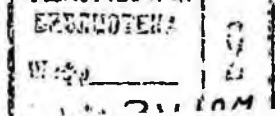
В лабораторной практике широко применяются стационарные методы, характеризующиеся тем, что для исследования требуется магнитное поле высокой степени однородности и достаточно большой напряженности. Это достигается конструкцией магнитов, обеспечивающих возможность тщательной регулировки напряженности поля в объеме исследуемого образца, помещаемого между башмаками магнита. В условиях скважины исследуемые горные породы образуют внешний по отношению к прибору объект и не могут быть размещены между полюсами магнита. Поэтому обеспечение однородности поля требуемой напряженности даже в пределах небольшого объема практически недостижимо.

Методы свободной прецессии и спинового эха выгодно отличаются тем, что с их помощью измерение может проводиться в естественно однородном магнитном поле Земли, а необходимая чувствительность обеспечивается наложением постоянного поляризующего поля, к однородности которого не предъявляется особых требований. Это позволяет легко проводить измерения объекта, расположенного во внешнем по отношению к прибору магнитном поле. Вместе с тем и при импульсных методах в условиях скважины не представляется возможным реализовать измерения объектов, характеризующихся малым временем поперечной релаксации (менее $0,5 \cdot 10^{-2}$ с). Таким образом, изучение твердых веществ, характеризующихся значениями T_2 менее указанных, в условиях скважины на сегодняшний день не представляется возможным.

Приведенные сведения показывают, что для изучения разрезов скважин можно использовать лишь импульсные методы ЯМР. Из импульсных методов ЯМР при изучении разрезов скважин промышленное применение в настоящее время получил лишь метод свободной прецессии в модификации Паккарда — Вариана, что объясняется сравнительной простотой его реализации [60, 66].

Принцип измерения при исследовании скважин методом свободной прецессии в модификации Паккарда — Вариана

Для возбуждения и регистрации сигналов свободной прецессии в условиях скважины используется аппаратура, блок-схема которой приведена на рис. 3. Катушка 1 прямоугольной формы попеременно служит для создания поляризующего поля и измерения ЭДС сигнала свободной прецессии. Измерение осуществляется циклами. До начала цикла измерения, когда в исследуемой среде действует только поле Земли $\vec{H}_z$, вектор ядерной намагниченности $\vec{M}_z$ весьма мал по величине и не имеет поперечной составляющей (рис. 4, а, интервал времени $t_a - t_0$). В начале каждого цикла катушка с помощью коммутатора 2 подключается к источнику питания 6. При этом ток, протекающим по катушке, в среде, окружающей скважину, создается постоянное поляризующее поле H_n , направление силовых линий которого по отношению к направлению магнитного поля Земли H_z составляет достаточно большой угол. Поляризующее поле действует в течение времени $t_n = t - t_0$, за которое вектор ядерной намагниченности среды $\vec{M}$ достигает определенной величины (рис. 4 а, б). По прошествии времени t_n в наземном устройстве с помощью реле остаточного тока (рис. 3) ток поляризации снижается до величины I_{oc} , называемой остаточным током. В течение которого



действует остаточный ток, достаточно велико, чтобы обеспечить затухание переходных процессов в катушке, вызванных снижением I_n до величины I_{oc} . С другой стороны, оно намного меньше времени продольной релаксации, благодаря чему вектор ядерной намагниченности

за время t_{oc} снижается незначительно (время $t_s - t_z$ на рис. 4, а, б).

По окончании времени действия остаточного тока последний по команде устройства управления 5 (см. рис. 3) отключается коммутатором. Выключение остаточного тока вызывает прецессию ядер водорода, вследствие которой в катушке индуцируется экспоненциально затухающая ЭДС частотой примерно 2000 Гц (рис. 4, в, $t_z - t_d$). Ввиду переходных процессов в катушке, обусловленных выключением остаточного тока и подключением катушки к усилителю 7 (см. рис. 3), измерение сигнала свободной прецессии можно начать лишь спустя некоторое время (мертвое время) после начала прецессии. Поэтому сигналы, затухающие с постоянной времени, меньшей мертвого времени, практически не могут быть зарегистрированы.

Поскольку ССП весьма мал и действует на фоне помех, для надежного его выделения катушка при подключении ко входу усилителя настраивается в резонанс на частоту прецессии заранее подобранным конденсатором 4 (см. рис. 3).

Наведенная в катушке экспоненциально затухающая ЭДС сигнала свободной прецессии (рис. 4, в) усиливается усилителем скважинного прибора и затем в наземной аппаратуре. При этом вследствие действия резонансных цепей форма ССП искажается (рис. 4, г) так, что начальное значение ССП можно установить лишь из анализа всего сигнала. Как это будет

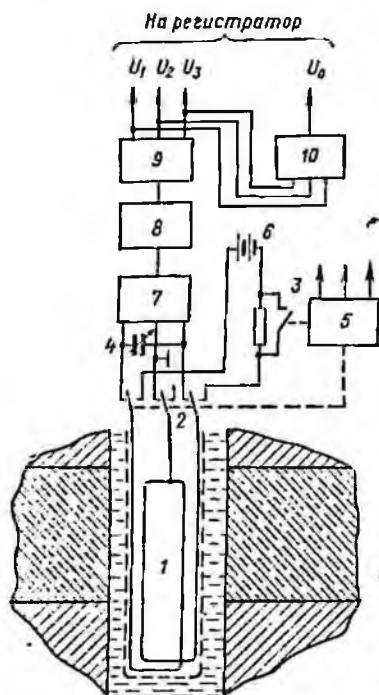


Рис. 3. Блок-схема аппаратуры для возбуждения сигналов свободной прецессии в скважине и их регистрации.

1 — катушка; 2 — коммутатор катушки; 3 — реле остаточного тока; 4 — конденсатор; 5 — устройство управления; 6 — источник тока поляризации; 7 — усилитель сигнала свободной прецессии; 8 — детектор огибающей ССП; 9 — измерительное устройство; 10 — вычислительное устройство

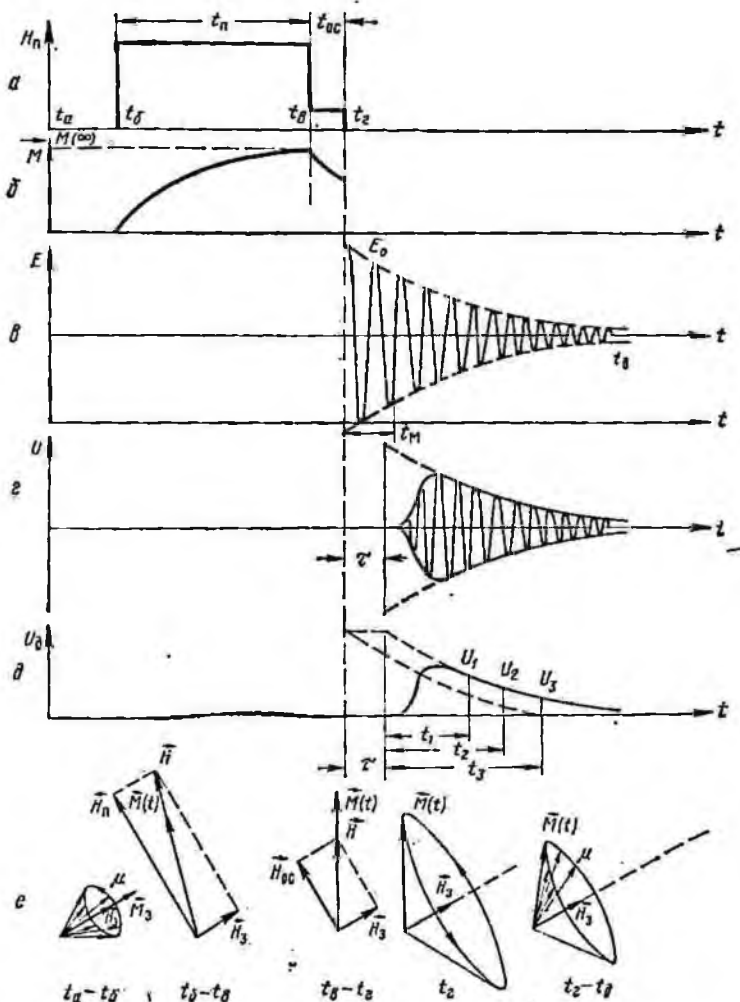


Рис. 4. Схематическое изображение процессов возбуждения и регистрации сигналов свободной прецессии

a — изменение напряженности H_n тока поляризации и остаточного тока во времени;
б — изменение вектора ядерной намагниченности $\vec{M}$ во времени; *в* — индуцируемая в катушке э. д. с. сигнала свободной прецессии; *г* — форма усиленного сигнала свободной прецессии; *д* — огибающая продетектированного сигнала свободной прецессии;
е — положение вектора ядерной намагниченности в соответствующие моменты времени

показано ниже, неискаженная часть усиленного сигнала как бы сдвигается относительно наведенной в катушке ЭДС на время τ . Огибающая усиленного сигнала (рис. 4, б), полученная путем его выпрямления детектором 8 (см. рис. 3), анализиру-

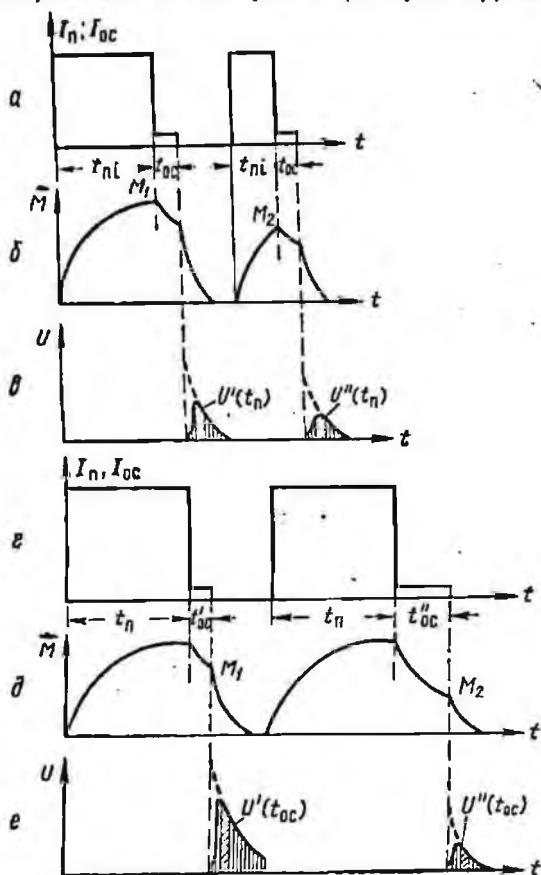


Рис. 5. Схематическое изображение процессов при измерении T_1 в сильном и слабом полях. а — изменение I_n и I_{oc} во времени при измерении в сильном поле; б — изменение вектора ядерной намагниченности во времени; в — огибающая продетектированных ССП; г — изменение I_n и I_{oc} во времени при измерении T_1 в слабом поле; д — изменение вектора ядерной намагниченности во времени; е — огибающая продетектированных ССП

ется с помощью измерительного устройства, которое в определенные моменты времени $t_1, t_2, \dots, t_n$ измеряет величины напряжения продетектированного сигнала $U_1, U_2, \dots, U_n$, необходимые для определения начальной амплитуды ССП. Определение

начальной амплитуды ССП U_0 осуществляется с помощью соответствующего вычислительного устройства 10 (см. рис. 3).

Помимо определения начальной амплитуды ССП, аппаратура, работающая по описанному принципу, используется и для определения времени продольной релаксации T_1 в сильном и слабом полях. Для измерения T_1 в сильном поле (в поле поляризации) определенное число циклов измерения повторяется при последовательно и закономерно изменяющемся времени поляризации t_n (рис. 5, а—в). При этом в каждом цикле во время поляризации вектор ядерной намагниченности успевает достичь величины M_i , зависящей от времени поляризации t_{pi} в данном цикле и времени T_1 исследуемой среды. Пропорционально достигнутому значению M_i изменяется и начальная амплитуда ССП U_{0i} (или амплитуда U_i , соответствующая фиксированному моменту измерения t_i). Анализируя зависимость амплитуды ССП от t_n , можно определить время продольной релаксации в сильном поле.

При измерении T_1 в слабом поле (в поле остаточного тока) измерения проводятся при фиксированном времени поляризации, но при последовательно изменяющемся времени действия остаточного тока (рис. 5, г—е). В зависимости от последнего изменяется степень снижения ядерной намагниченности и пропорционально последнему изменяется амплитуда измеряемого ССП. Анализ зависимости амплитуды ССП от t_{oc} дает возможность установить время продольной релаксации в слабом поле.

Режим работы аппаратуры как при измерении U_0 , так и при измерении T_1 задается устройством управления.

Глава II

АППАРАТУРА ЯДЕРНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Аппаратура ядерных магнитных методов состоит из скважинного снаряда и наземного устройства, соединенных коротажным кабелем.

Для надежности конструкции зонда в нем используется одна катушка для поляризации окружающей среды и для приема сигналов свободной прецессии. Целесообразно источник тока поляризации разместить в наземном устройстве и ток передавать по жилам коротажного кабеля. Электрические характеристики кабеля ограничивают величину тока поляризации, что, в свою очередь, лимитирует напряженность поляризующего поля и амплитуду сигналов свободной прецессии. В связи с этим в устройстве для ЯМК приходится принимать меры для обеспечения уверенного приема слабых сигналов свободной прецессии. При этом жесткие условия эксплуатации аппаратуры (транспортирование, высокие температуры в скважине и др.) ограничивают выбор возможных методов повышения помехоустойчивости приема, вынуждая останавливаться на возможно более простых схемных решениях.

Обеспечить необходимое превышение ССП над уровнем собственных шумов аппаратуры удастся, выполнив входные цепи (включая и зонд) избирательными в отношении спектра сигнала. При определенных параметрах входных цепей приемное устройство ЯМК может быть выполнено с характеристиками, близкими к оптимальным.

По наблюдаемой при ЯМК части отфильтрованного и усиленного сигнала необходимо определить его параметры: начальную амплитуду U_0 и постоянную времени спада T_2^* . Это можно сделать, измеряя ряд амплитуд сигнала в известные моменты времени с последующим вычислением U_0 и T_2^* . В наиболее простом случае при измерении амплитуд U_1 и U_2 сигнала в моменты времени t_1 и t_2 искомые значения определяются по формулам

$$U_0 = U_1^{\alpha} / U_2^{\beta}, \quad (12)$$

$$T_2^* = \frac{t_2 - t_1}{\ln U_1 - \ln U_2}, \quad (13)$$

где

$$\alpha = t_2/(t_2 - t_1); \quad \beta = t_1/(t_2 - t_1).$$

Существуют и другие способы вычисления U_0 и T_2^* [55]. Для уменьшения влияния случайных помех амплитуды U_1 и U_2 целесообразно измерять путем интегрирования огибающей сигнала в заданные интервалы времени. Интеграторы позволяют запоминать результаты измерения. Выходные напряжения

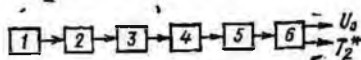


Рис. 6. Схема приемного устройства для измерения параметров сигналов ЯМК.

1 — входное устройство: скважинного прибора; 2 — усилитель сигналов; 3 — коаксиальный кабель; 4 — детектор; 5 — интеграторы; 6 — вычислительное устройство

интеграторов используются для последующей обработки и регистрации результатов измерения. Изложенные соображения определили структуру приемного устройства аппаратуры ЯМК в режиме измерения параметров ССП, показанную на рис. 6. Параметры узлов приемного устройства выбраны оптимальными в отношении минимума погрешностей определения U_0 , T_2^* .

В ряде случаев, когда измерение параметров U_0 , U_1 и U_2 , T_2 затруднено из-за малой величины сигнала, возникает практически очень важная задача обнаружения слабых сигналов.

Измерение сигналов

Структура приемного устройства для измерения параметров сигналов ЯМК показана на рис. 6. Анализ приемного устройства, обеспечивающего минимум погрешности определения U_0 и T_2 , показывает, что из всех звеньев устройства целесообразно оптимизировать лишь входное устройство 1 и интеграторы 5 (рис. 6). Поэтому при построении приемного устройства, оптимального по указанному выше критерию, необходимо решить две задачи: 1) оптимизацию входного устройства с учетом по критерию минимума искажения формы сигнала при максимальном подавлении шумов; 2) оптимизацию параметров интеграторов по минимуму погрешности определения U_0 , T_2 . Рассмотрим пути решения этих задач.

Оптимальная фильтрация сигналов ЯМК. Для создания достаточно большого превышения сигнала над собственными

шумами усилителя необходимо на входе измерительного устройства включать фильтр, согласованный со спектром сигнала. Вместе с тем для реализации в аппаратуре простого алгоритма вычисления U_0 и T_2 огибающая сигнала не должна значительно искажаться входным фильтром. Наилучшим образом этим требованиям удовлетворяет винеровский линейный фильтр, который при достаточно эффективном подавлении помех обеспечивает минимум среднего квадрата разности выходного и входного сигналов с учетом временной задержки. Для статистически независимых сигнала и шума Боде и Шеноном предложена относительно простая методика расчета таких фильтров [7, 10, 12, 50]. Условие статистической независимости сигнала и шума в рассматриваемом случае удовлетворяется, поскольку основным источником шума является активное сопротивление катушки зонда, а все элементы тракта от входа до детектора линейны. Шумом усилителя можно пренебречь, если напряжение сигнала увеличить в 20—30 раз, что вполне осуществимо при использовании избирательных элементов. Следует отметить, что методика Боде—Шенона предполагает наличие сигналов прямоугольной формы. Применение этой методики для экспоненциальных сигналов ЯМК приводит к ошибке, которая может быть достаточно малой, если отбрасываемая часть частотного спектра сигнала составляет не более 5% общей энергии.

Для сигнала вида $U(t) = U_0 e^{-at} \cos \omega_0 t$ и шума $U_{ш}(t) = N/\Delta F$, где $a = 1/T_2^*$; ω_0 — частота; N — удельная мощность шума; ΔF — полоса пропускания. Б. В. Клеванской [20] получены выражения и построены характеристики модуля и фазового угла коэффициента передачи оптимального фильтра. Исследования полученных выражений показали, что частотные характеристики оптимального фильтра для реальных значений отношений сигнал/помеха хорошо аппроксимируются соответствующими характеристиками одиночного резонансного контура. Причем, если полосу пропускания контура принять равной полосе пропускания оптимального фильтра (на уровне 0,7), то расхождение соответствующих характеристик не превышает 5%, а дополнительные искажения спектра сигнала, вносимые резонансным контуром, не превышают 1%.

Таким образом, фильтрация сигнала, весьма близкая к оптимальной, может успешно выполняться одиночным контуром, составленным из катушки зонда и конденсатора, подключаемого к катушке на время приема.

Дальнейшие исследования [23, 26] позволили определить оптимальные полосы пропускания фильтра в зависимости от отношения сигнал/помеха и постоянной времени T_2 , а также оценить искажения формы сигнала, вносимые фильтром, что позволило, в свою очередь, определить временной сдвиг (время запаздывания τ_3 и время установления t_y), после которого ис-

кажения формы сигнала не превышают 5%. В частности, для сигналов с $T_2^* = 40$ мс при отношении сигнал/помеха $q \approx 15$ оптимальная полоса пропускания входного контура $\Delta F = 40$ Гц.

Оптимальные параметры устройства измерения амплитуды сигнала ЯМК. В процессе измерения параметров сигнала ЯМК и вычисления U_0 возникает ряд погрешностей, наиболее важные из которых необходимо рассмотреть.

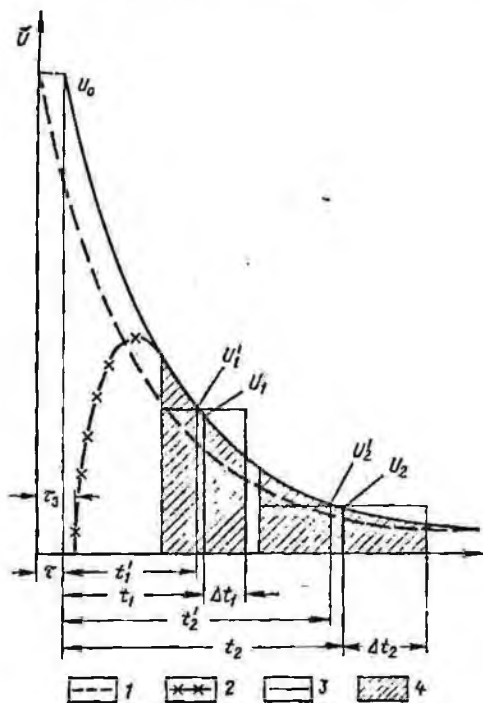


Рис. 7. Диаграмма временных сдвигов при измерении сигнала свободной прецессии.

1 — огибающая сигнала на входе; 2 — сигнал на выходе; 3 — восстановленный сигнал; 4 — интервалы интегрирования сигнала

Погрешности аппроксимации. Как указывалось выше, параметры сигнала U_0 , T_2^* могут быть вычислены по двум его амплитудам U_1 и U_2 , измеренным в известные моменты t_1 и t_2 . В свою очередь, амплитуды U_1 и U_2 измеряются путем интегрирования огибающей сигнала в заданные интервалы времени, середины которых совпадают с t_1 и t_2 . При этом предполагается, что может быть осуществлена линейная аппроксимация участка экспоненты. Вместе с тем, согласно тео-

реме о среднем значении [20, 35], измеренные путем интегрирования амплитуды сигналов U_1' и U_2' не совпадают с действительным значением амплитуд U_1 , U_2 в моменты времени t_1 и t_2 . Иначе, моменты времени t_1' и t_2' , которым соответствуют мгновенные значения огибающей, равны U_1 и U_2 , не совпадают с серединами интервалов интегрирования t_1 и t_2 (рис. 7). Это несовпадение приводит к систематическим ошибкам при вычислении U_0 и T_2 по формулам (12) и (13), причем величина этих ошибок зависит от T_2^* и длительности интегрирования [26].

Однако, как показали исследования [20], при $T_2^* = 40$ мс и времени интегрирования $\Delta t = 20$ мс эти ошибки не превышают 4% и ими можно пренебречь.

Смещение и флуктуация на выходе интегратора. В большинстве случаев в условиях скважины отношение сигнал/помеха не превышает 10—15. Поэтому погрешности измерения U_1 , U_2 , вызванные влиянием шумов, достаточно велики и их необходимо минимизировать, выбирая оптимальные параметры интегрирующих устройств.

В пределах интервала интегрирования $\Delta T = 2\Delta t$ (см. рис. 7) сигнал ЯМК затухает незначительно и отношение сигнал/помеха существенно не изменяется. Поэтому можно рассматривать сигнал как немодулированный и, исследуя его поведение при прохождении линейного детектора и интегратора, воспользоваться подходом, изложенным в [8, 9, 11, 24].

Аддитивный шум после оптимального фильтра оказывается коррелированным. После прохождения линейного детектора этот шум на выходе RC-интегратора вызывает смещение постоянной составляющей и флуктуацию измеренного значения сигнала. При этом относительная погрешность смещения [20, 31, 45, 43]

$$\delta_U = \frac{\sqrt{\pi}}{2q} e^{-\frac{q^2}{2}} \left\{ J_0\left(\frac{q^2}{2}\right) + q^2 \left[J_0\left(\frac{q^2}{2}\right) + J_1\left(\frac{q^2}{2}\right) \right] \right\} - 1, \quad (14)$$

где $J_0\left(\frac{q^2}{2}\right)$, $J_1\left(\frac{q^2}{2}\right)$ — функции Бесселя нулевого и первого порядков; q — отношение сигнал — шум.

Коэффициент вариации амплитуды сигнала имеет вид

$$\gamma_U = \frac{\sqrt{\tau_U D}}{2(1 - e^{-\tau_U \Delta T}) \left[e^{-\frac{q^2}{2}} J_0\left(\frac{q^2}{2}\right) + \sqrt{\frac{q^2}{2}} b_1 \right]}, \quad (15)$$

где $\tau_U = 1/RC$ — постоянная интегратора; b_1 — параметр, зависящий от q , $J_0\left(\frac{q^2}{2}\right)$, $J_1\left(\frac{q^2}{2}\right)$; D — параметр, зависящий от b_1 , τ_U , ΔT и частоты $2\pi F$.

Выражение (14) позволяет оценить точность измерения амплитуды сигнала в процессе обработки результатов, причем значение q должно определяться экспериментально непосредственно в процессе измерения.

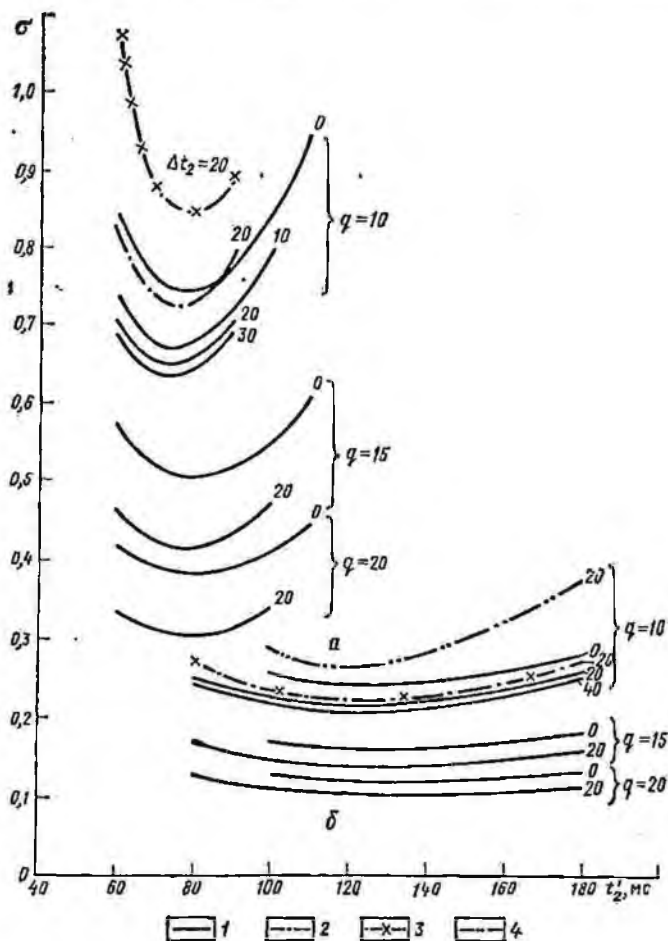


Рис. 8. Зависимость погрешности σ измерения начальной амплитуды U_0 от исправленного значения t_2' .

$\alpha - T_1 = 40$ мс; $\delta - T_2 = 80$ мс; 1 — $\Delta t_1 = 0$; 2 — $\Delta t_1 = 5$ мс; 3 — $\Delta t_1 = 10$ мс; 4 — $\Delta t_1 = 20$ мс

На основании проведенного анализа погрешностей может быть осуществлена оптимизация параметров интегрирующих устройств. Смещение δ_U и вариации γ_U амплитуд сигнала на

выходе интеграторов, вызванные влиянием шумов, приводят соответственно к систематической и случайной погрешностям при определении U_0 и T_2^* :

$$\delta_{U_0} = \alpha \delta U'_1 - \beta \delta U'_2, \quad (16)$$

$$\gamma_{U_0} = \sqrt{(\alpha \gamma_{U'_1})^2 + (\beta \gamma_{U'_2})^2}. \quad (17)$$

Суммарная погрешность определения U_0

$$\sigma = \delta_{U_0} + \gamma_{U_0}. \quad (18)$$

Очевидно, для каждого отношения сигнал/помеха и постоянной времени T_2 , помимо оптимальной полосы пропускания фильтра, существуют некоторые оптимальные параметры интеграторов (времена и сдвиги интегрирования), при которых σ минимальна.

На рис. 8 приведены результаты расчета σ для $T_2^* = 40$ и 80 мс и $q = 10; 15; 20$. Как видно из этих графиков, длительность интегрирования первой амплитуды во всех случаях целесообразно выбирать минимальной. Параметры же второго интегратора необходимо выбирать в зависимости от характера коллекторов и ожидаемых параметров сигналов ЯМК в данном геологическом районе, т. е. в зависимости от T_2^* и q .

На основе изложенных выше соображений и приведенных графиков удастся выбрать параметры входного устройства и интеграторов, обеспечивающие минимум погрешности измерения U_0 и T_2^* , и оценить точность этих измерений.

Прием слабых сигналов

В ряде случаев (трещиноватые коллекторы с малой эффективной пористостью и др.) сигналы ЯМК составляют доли микровольта и не превышают или превышают незначительно уровень собственных шумов аппаратуры. Вместе с тем коллекторы, сигналы от которых малы, могут представлять интерес, и выделение этих коллекторов в процессе каротажа является важной практической задачей. Очевидно, в этом случае количественная оценка сигналов не представляется возможной и решать задачу обнаружения слабых сигналов на фоне помех необходимо по одной реализации. Если условия проведения геофизических работ позволяют снизить скорость каротажа, появляется возможность значительно повысить достоверность результатов обнаружения за счет использования ряда последовательных выборок, т. е. применяя метод накопления результатов измерения.

Обнаружение слабых сигналов ЯМК на фоне помех. Существуют различные способы обнаружения слабых сигналов и различные структуры приемников, способных выполнять про-

цедуру обнаружения слабых сигналов на фоне помех [11, 13, 14, 46]. Рассмотрим структуру реального приемного устройства ЯМК и попытаемся оптимизировать его параметры в соответствии с критериями теории обнаружения (см. рис. 6). Затем сопоставим реальный и идеальный приемники по качеству обнаружения и сделаем выводы о целесообразности изменения структуры приемного устройства в случае обнаружения слабых сигналов.

В качестве критерия оптимальности приемного устройства обнаружения используется либо максимизация отношения сигнал/помеха, либо минимизация вероятности ошибки решения, причем вероятность ошибки $P_{\text{ош}}$ складывается из вероятности пропуска $P_{\text{пр}}$ и вероятности ложной тревоги $P_{\text{лт}}$. В ряде случаев вероятностный критерий является более универсальным и удобным для сравнительной оценки качества различных структур приемных устройств, поэтому воспользуемся критерием минимума вероятности ошибки для оптимизации элементов приемного устройства и оценки качества его работы.

При исследовании вопросов обнаружения слабых сигналов ЯМК с помощью приемного устройства, предназначенного для оценки сигналов (см. рис. 6), необходимо иметь в виду, что, помимо теплового коррелированного шума входного контура $U'_{\text{ш}}(t)$, следует теперь принимать во внимание и «белый» шум $U_{\text{ш}}(t)$ усилителя. Кроме того, следует включить в рассмотрение второй частотный фильтр, расположенный в наземном устройстве. При оценке сигнала (см. гл. I) этот второй, достаточно широкополосный частотный фильтр (введен в наземную аппаратуру ЯМК для подавления сетевых помех, которые наводятся на кабель и коллекторный провод лебедки) не принимался во внимание.

И, наконец, вместо устройства вычисления U_0 , T_0^* необходимо ввести дополнительный элемент — пороговое устройство, принимающее решение о наличии или отсутствии сигнала путем сравнения выходного сигнала интегратора A с величиной порога n . Следует отметить, что процедура принятия решения может выполняться либо специальными устройствами непосредственно в процессе каротажа, либо в процессе обработки диаграмм после каротажа.

Параметры входного контура найдены из рассмотренных выше соображений оптимальной фильтрации. Условия эксплуатации скважинной аппаратуры затрудняют регулировку параметров входного контура. Поэтому будем считать их неизменными, $\Delta F = \Delta F_{\text{онт}} = 40$ Гц. Параметры второго контура должны быть оптимизированы по полосе пропускания, интегратора — по времени начала $T_{\text{н}}$ и конца $T_{\text{к}}$ интегрирования. Для получения общего выражения $P_{\text{ош}}$ необходимо иметь возможно более полную информацию о сигнале и шуме. Исходя из общих сведений об исследуемых разрезах, можно априорно

составить представление о среднем значении T_2^* сигнала ЯМК. Время появления сигнала также известно, поскольку оно жестко связано с моментом отключения тока поляризации. Фаза сигнала также жестко связана с моментом отключения тока поляризации и в идеальном случае точно определена. Однако в реальных условиях вследствие небольших, но неконтролируемых изменений момента выключения тока поляризации и небольших изменений частоты прецессии по стволу скважин (из-за изменений величины магнитного поля) фазу сигнала следует считать случайной и равномерно распределенной в интервале от $-\pi$ до $+\pi$.

Необходимо также знать законы распределения величин на выходе всех элементов приемного устройства. Здесь значительные трудности возникают при определении закона распределения случайной величины A на выходе интегратора в случае негауссова процесса на его входе¹. В случае, если полоса пропускания инерционного звена намного меньше спектра сигнала, на его входе, а именно это имеет место в случае с интегратором, закон распределения величины A можно считать нормальным [12, 24]:

$$P_{л.т} = \int_n^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{ш}} e^{-\frac{(A-m_{ш})^2}{2\sigma_{ш}^2}} dA, \quad (19)$$

$$P_{пр} = \int_n^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{с}} e^{-\frac{(A-m_{с})^2}{2\sigma_{с}^2}} dA. \quad (20)$$

Здесь $\sigma_{ш}^2$ и $m_{ш}$ — дисперсия и математическое ожидание величины A при отсутствии сигнала; $\sigma_{с}^2$ и $m_{с}$ — то же, при наличии сигнала.

Зная характеристики всех элементов приемного устройства и задавшись числовыми значениями сигнала и шума, можно найти значения $\sigma_{ш}^2$, $m_{ш}$, $\sigma_{с}^2$ и $m_{с}$. Затем, варьируя величиной порога n в выражениях (19) и (20), можно для конкретных значений параметров элементов приемного устройства определить оптимальные параметры второго фильтра ΔF_2 и интегратора T_n , T_k , где T_n , T_k — время начала и конца интегрирования.

На рис. 9 приведена зависимость вероятности ошибки интегрирования. Видно, что начинать интегрирование с нулевого момента времени $T_n=0$, т. е. с момента включения частотных фильтров, нецелесообразно. С учетом выбранных параметров приемника и сигнала оптимальным временем начала интегри-

¹ При нормальном законе распределения на входе детектора, на его выходе закон распределения релеевский [12, 24].

рования является $T_n = 10$ мс. Конец интервала интегрирования T_k определяется по минимуму $P_{ош}$. Видно также, что величина $P_{ош}$ слабо зависит от параметров второго контура. Это вполне понятно, поскольку интегратор является достаточно узкополосным элементом.

Приведенная на рис. 6 структура приемного устройства ЯМК близка к оптимальной при оценке сигнала и целесообразна с точки зрения особенностей эксплуатации и простоты схемной реализации. Однако эта структура не является оптимальной в случае обнаружения слабых сигналов. Исследования показали, что идеальный приемник, максимизирующий отношение сигнал/помеха с учетом требований, изложенных выше, имеет довольно сложную структуру, включающую опорный генератор, интеграторы, квадраторы и другие функциональные элементы. Задача максимизации отношения сигнал/помеха может быть решена и с помощью согласованного фильтра [24].

Оценим, насколько структура рассмотренного реального приемника уступает по качеству обнаружения идеальному приемнику с идентичным входным устройством (входной контур с полосой $\Delta F_1 = 40$ Гц). На рис. 10 показана зависимость минимальных вероятностей ошибок $P_{ош}$ от отношения сигнал/помеха для идеального и реального приемников. Видно, что для обеспечения одинаковой вероятности ошибки ($P_{ош} = 0,4$) величина сигнала в рассмотренной системе должна быть всего на 20% больше сигнала в идеальной системе. Таким образом, при переходе от режима измерения к режиму обнаружения можно сохранить структуру приемного устройства ЯМК. Однако целесообразно ввести еще один интегратор с параметрами, оптимальными в отношении обнаружения сигнала (см. рис. 9). При этом оказывается возможным за один цикл измерений осуществлять оценку сигнала ЯМК, если он достаточно велик, и его обнаружение, если сигнал мал.

При рассмотрении задачи обнаружения слабых сигналов предполагалось, что на входе реального и идеального приемников включен контур, полоса пропускания которого ($\Delta F_1 = 40$ Гц) найдена из условий оптимальной фильтрации сигнала при его оценке, а не при обнаружении. Если отказаться от этого предпо-

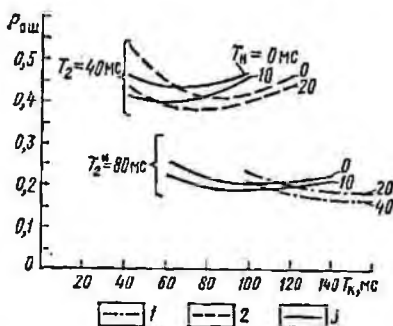


Рис. 9. Зависимость вероятности ошибки $P_{ош}$ от времени начала T_n и конца T_k интегрирования.

1 — $\Delta F_2 = 5$ Гц; 2 — $\Delta F_2 = 10$ Гц; 3 — $\Delta F_2 = 40$ Гц

ложения и решать задачу обнаружения сигналов в общем виде с помощью согласованного фильтра или одиночного контура на входе устройства, то качество обнаружения можно повысить в 2—3 раза. Однако этого можно достигнуть с помощью очень узкополосных фильтров, создание которых связано со значительными трудностями. Особенности же эксплуатации аппаратуры в

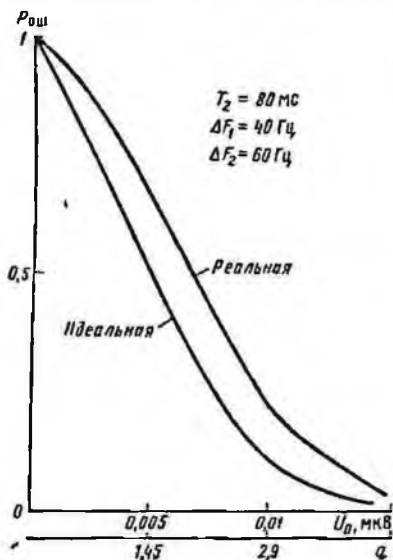


Рис. 10. Зависимость минимальных вероятностей ошибок $P_{ош}$ от отношения сигнал/помеха q для идеального и реального приемников

условиях скважины (продолжительность измерений, высокие температуры, изменение частоты прецессии по глубине) заставляют отказаться от узкополосных фильтров в скважинном снаряжении и искать другие пути повышения качества как обнаружения, так и оценки сигналов ЯМК.

Накопление и усреднение результатов измерений. Дальнейшее совершенствование способов приема слабых сигналов ЯМК может быть обеспечено лишь за счет накопления результатов ряда последовательных измерений [12, 31, 50]. Следует отметить, что накопление может быть осуществлено как в процессе обработки результатов измерения, так и непосредственно в процессе каротажа путем применения дополнительной аппаратуры. Аппаратурные способы реализации принятого алгоритма накопления сигналов оказываются необходимыми в тех случаях, когда основные результаты каротажа должны быть известны непосредственно на скважине. Рассмотрим простое накопление. Если отношение сигнал/помеха для одиночного измерения представить как

$$q' = \frac{m_A - m_{ш}}{\sigma_A}, \quad (21)$$

то нетрудно показать, что при накоплении k результатов отношение сигнал/помеха

$$q''_n = \sqrt{k} q'. \quad (22)$$

Для непрерывной регистрации результатов k накоплений, очевидно, необходимо иметь устройство, в котором запоминаются результаты 1-го, 2-го, ..., k -го накопления и коммутатор на k по-

ложений. Рассмотрим устройство, которое может обеспечить эффект накопления с помощью двух RC -интеграторов, работающих с запоминанием и усреднением результатов.

Усреднение результатов получается, если напряжение снимать со средней точки равноплечевого делителя $R_{г1}=R_{г2}$, включенного между емкостями двух идентичных RC -интеграторов, работающих попеременно. Кроме того, постоянная времени $(R_{г1}+R_{г2}) \frac{C}{2}$ должна быть такой, чтобы за полный цикл измерения (2—3 с) напряжения на конденсаторах выравнивались.

В простейшем случае попадания зонда из достаточно протяженной области, где сигнала не было, в коллектор достаточной мощности получим усредненное значение помехи

$$m_{ш_{ус}} = \frac{1}{2} \left[m_{ш} + \frac{1}{2} (m_{ш} + \dots) \right] \approx m_{ш}. \quad (23)$$

Усредненное значение k сигналов с помехой:

$$\begin{aligned} m_{A_{ус}} &= -\frac{1}{2} \left[m_A + \frac{1}{2} \left(m_A + \dots + \frac{1}{2} (m_A + m_{ш}) \right) \right] \approx \\ &\approx m_A - \frac{m_A - m_{ш}}{2^k}. \end{aligned} \quad (24)$$

Если считать, что значения дисперсии при наличии и при отсутствии сигнала одинаковы, то

$$\sigma_{A_{ус}} \approx \sigma_A^2/3. \quad (25)$$

Значения отношений сигнал/помеха для $q'_{ус}$ усреднения вычисляются аналогично (21). Значения $q'_н$ и $q'_{ус}$ даны в табл. 2.

Таблица 2

Процедура	Значения $q'_н$ и $q'_{ус}$ при данном количестве циклов			
	1	2	3	4
Накопление $q'_н$	1	1,41	1,73	2
Усреднение $q'_{ус}$	0,87	1,3	1,52	1,6

Из табл. 2 видно, что при небольшом количестве циклов усреднение незначительно уступает накоплению. Но поскольку схемная реализация процедуры накопления значительно сложнее, предпочтение следует отдать устройству усреднения. При этом необходимо иметь в виду, что накопление более четырех результатов при скорости каротажа более 80 м/ч может привести к тому, что маломощные пласты не будут выделяться как отдельные объекты.

Блок-схема аппаратуры

Аппаратура ЯМК должна обеспечивать определение начальной амплитуды ССП и времени продольной релаксации в слабом и сильном полях. Аппаратура АЯМК-1 [27] состоит из скважинного снаряда и наземного измерительного устройства, которое содержит блоки управления (БУ), разделения (БР), интегрирования (БИ) и счетно-решающий (БСР) (рис. 11).

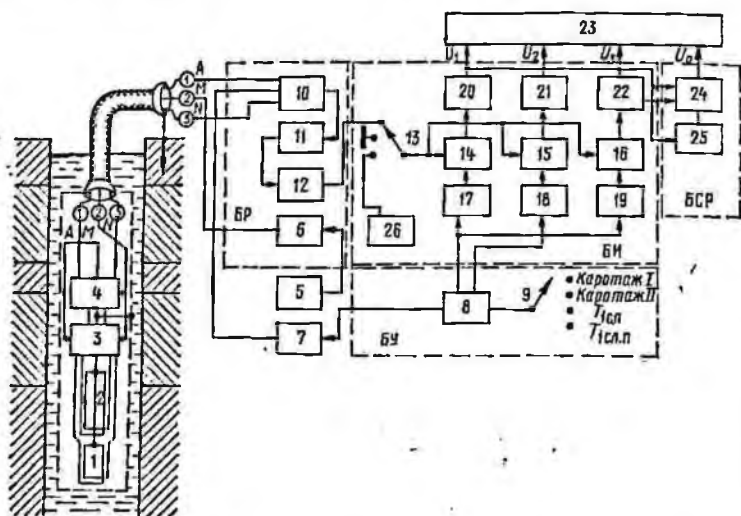


Рис. 11. Блок-схема аппаратуры АЯМК-1.

1 — контрольный датчик; 2 — зонд; 3 — коммутатор; 4 — скважинный усилитель; 5 — стабилизированный источник питания; 6 — узел переключателей; 7 — электромагнитный усилитель; 8 — блок управления; 9 — переключатель режимов измерений; 10 — входное устройство; 11 — наземный усилитель; 12 — детектор; 13 — переключатель калибровки; 14—16 — ячейки интегрирования; 17—19 — схемы сдвигов; 20—22 — блоки памяти; 23 — фоторегистратор; 24 — вычислительное устройство; 25 — пороговое устройство; 26 — блок калибровочных напряжений

Анодно-накальные цепи скважинного снаряда питаются от стабилизированного источника 5 через узел переключателей 6 по жиле кабеля; обратным проводом служит броня кабеля. Управление работой всей аппаратуры осуществляется блоком управления БУ и определяется выбранным режимом измерения.

В режиме измерения начальной амплитуды (каротаж I) в блоке 8 формируются импульсы, управляющие током поляризации (рис. 12, а) и определяющие циклы измерения (t_n). Эти импульсы после усиления электромагнитным усилителем 7 (см. рис. 11) представляют собой импульсы тока поляризации. Через среднюю точку трансформатора входного устройства 10 по двум параллельным жилам А и N кабеля и далее через вторичную обмотку трансформатора скважинного усилителя 4 и коммута-

тор 3 они поступают в катушку зонда. Вторым проводом цепи поляризации является броня кабеля. По окончании импульса поляризации в цепь катушки зонда поступает остаточный ток I_{oc} из накальной цепи усилителя. После выключения остаточного тока I_{oc} коммутатором 3 катушка зонда подключается ко входу скважинного усилителя 4. ЭДС сигнала свободной прецессии, наводимая в катушке зонда, усиливается, трансформируется и

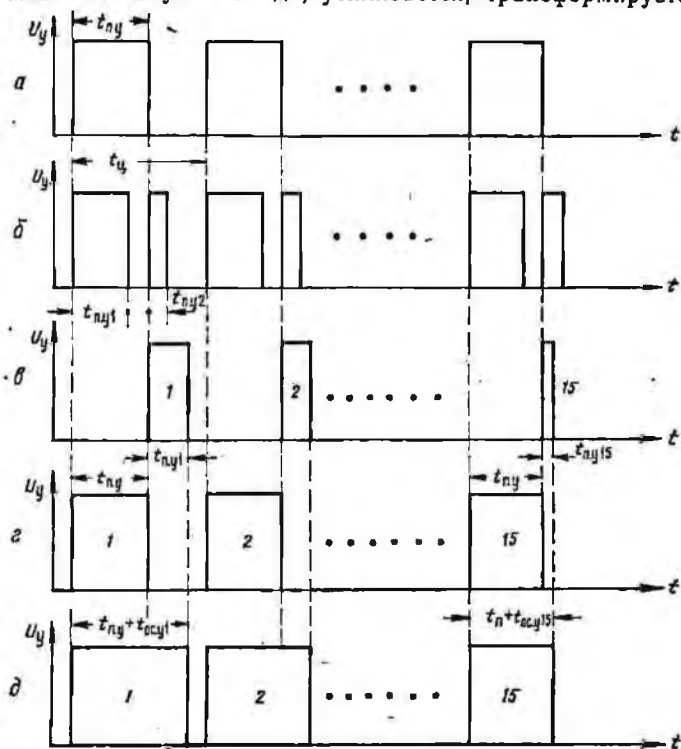


Рис. 12. Последовательность импульсов, управляющих током поляризации в различных режимах измерения.

а — каротаж I; б — каротаж II; в — измерение $T_{ic,п}$; г, д — измерение $T_{ic,п}$

через аттенуатор входного устройства 10 поступает в наземный усилитель 11. Затем огибающая сигнала выделяется в детекторе 12 и через переключатель рода работ 13 поступает в блок интегрирования на ячейки интегрирования 14—16. Ячейки интегрирования запускаются соответствующими схемами сдвигов 17—19 в каждом канале интегрирования, которые запускаются блоком управления 8 в момент окончания импульса $t_{п.у}$, управляющего током поляризации.

В моменты времени t_1 , t_2 и t_3 , сдвинутые относительно окончания импульса $t_{п.у}$ и друг относительно друга, измеряются амплитуды сигналов U_1 , U_2 , U_3 , усредненные за время интегрирования, с одновременным запоминанием результатов в блоках памяти 20—22. Напряжения U_1 , U_2 , U_3 поступают на фоторегистратор 23. Кроме того, напряжения U_1 и U_3 подаются в счетно-решающий блок 24, где начальная амплитуда сигнала вычисляется по формуле $U_0 = U_1^2 / U_3$. Начала интегрирования U_1 и U_2 совмещены, длительность же интегрирования U_2 может быть увеличена. При этом интегратор 15 используется для обнаружения слабых сигналов.

Интегрирование сигнала осуществляется на конденсаторах, расположенных в ячейках 14—16. Для снижения влияния помех при регистрации и выделении слабопористых коллекторов предусмотрена возможность усреднения амплитуд сигнала U_1 , U_2 , U_3 по ряду соседних измерений. Для этого в ячейки 14—16 вводится по два интегрирующих конденсатора равной емкости, которые в каждый цикл измерения поочередно подключаются к измерительной цепи.

Усредненные значения напряжений $U_{1ср}$, $U_{2ср}$, $U_{3ср}$ с каждой пары конденсаторов поступают на соответствующие блоки памяти 20—22 и затем на фоторегистратор 23. Блок 26 формирует калибровочные напряжения 80, 60 и 20 В, которые в разных сочетаниях используются для калибровки блоков 14—16 и 24.

При необходимости контроля измерительного тракта к усилителю скважинного прибора вместо зонда 2 подключается контрольный датчик 1, что осуществляется путем изменения полярности анодно-накального напряжения с помощью узла переключателей 6.

В режиме экспрессной оценки T_1 (каротаж II) блоком 8 формируются импульсы чередующейся длительности $t_{п.у1}$ и $t_{п.у2}$, управляющие током поляризации (рис. 12, б). При этом цепи запуска измерительных схем 14—16 коммутируются таким образом, что после длительной поляризации измерение осуществляется блоками 14 и 16, а после короткой поляризации — блоком 15 (см. рис. 11). В остальном работа аппаратуры аналогична описанному выше режиму.

В режиме определения T_1 в сильном поле ($T_{1с.п}$) блок 8 формирует 15 импульсов, управляющих током поляризации переменной длительности $t_{п.у1} - t_{п.у15}$ (рис. 12, в). Схема запускается вручную нажатием кнопки; режим работы в каждом цикле аналогичен описанному выше.

В режиме определения T_1 в слабом поле ($T_{1сл.п}$) формируется 15 одинаковых по длительности импульсов, управляющих током поляризации $t_{п.у}$, и 15 импульсов, управляющих остаточным током поляризации переменной длительности, равной $t_{п.у} - t_{ос.у15}$. Включение и выключение контактов реле полного и остаточного токов с указанными задержками обеспечивает последова-

тельное изменение длительности остаточного тока от $t_{\text{ос.у1}}$ до $t_{\text{ос.у15}}$ (рис. 12, г, д). Работа остальных блоков схемы аналогична работе в режиме определения T_1 с.п.

Скважинный снаряд

Скважинный снаряд ЯМК состоит из зонда, усилителя сигналов и коммутатора, обеспечивающего переключения, необходимые для работы во всех режимах.

Зонд. Под зондом в ЯМК понимается устройство, обеспечивающее поляризацию окружающей среды и прием сигналов свободной прецессии. В простейшем случае обе эти операции могут осуществляться одной катушкой индуктивности, выполненной в виде рамки. Характер намотки этой рамки и ее электрические характеристики в значительной степени определяют метрологические характеристики и методические возможности аппаратуры ЯМК. Помимо однорабочного зонда, возможны и более сложные устройства. Например, двухкатушечные зонды с разделением функций поляризации среды и приема сигналов свободной прецессии и ряд других более сложных устройств, имеющих свои достоинства и недостатки [56].

При проведении ЯМК возникают задачи (определение частоты прецессии непосредственно в скважине для точной настройки аппаратуры, изучение магнитной обстановки вдоль ствола скважины, проверка исправности блока коммутации), решить которые с помощью простейшего однорабочного зонда достаточно сложно. Решение этих задач упрощается, если в зондовое устройство ввести дополнительный контрольный датчик — прямоугольную рамку малого размера с угловыми характеристиками идентичными соответствующим характеристикам основной, рабочей рамки зонда. Для получения достаточно интенсивного сигнала от контрольного датчика последний помещают в цилиндрический сосуд (200—300 см³), заполненный водородсодержащей жидкостью.

Зондовое устройство, как и весь скважинный снаряд, должно обеспечивать нормальную работу в скважинах глубиной до 5000 м, т. е. выдерживать гидростатическое давление до 750—1000 кгс/см². Усилитель и коммутатор скважинного снаряда защищены от гидростатического давления немагнитным (обычно дюралюминиевым) прочным корпусом и соответствующими самоуплотняющимися соединениями. Зондовое устройство изготавливается из непроводящих материалов с малыми потерями. Для больших давлений используют зонды двух конструкций: монолитный либо с жидкостным наполнением.

Монолитная конструкция зонда выполняется с использованием эпоксидных смол. Такие конструкции удобны в эксплуатации, но восстановительный ремонт их практически исключен.

Зонд с жидкостным наполнением легко разбирается и ремонтируется, однако в этом случае необходимо иметь специальные безводородные жидкости. В настоящее время в качестве безводородной жидкости-наполнителя применяется перфторированное масло М1.

Коммутатор. Коммутатор обеспечивает выполнение следующих операций: 1) управление работой зонда по командам с поверхности; 2) быстрое ($t_{\text{откл}}=20-30$ мкс) и стабильное выключения остаточного тока, протекающего через рамку зонда; 3) максимальное сокращение переходных процессов при переключении катушки зонда из режима поляризации в режим приема сигналов ЯМК.

Управление работой коммутатора с поверхности может осуществляться различными способами: путем передачи команд по отдельной жиле каротажного кабеля; использования в качестве команды снижения тока в цепи питания зонда; организации специального уплотненного канала телеуправления (например, частотного).

При быстром и стабильном выключении остаточного тока встречаются значительные трудности, вызываемые использованием малогабаритных реле. В контактных промежутках таких реле наблюдается неуправляемый дуговой пробой за счет ЭДС самоиндукции, достигающей 3—5 кВ. Поэтому целесообразно использовать бесконтактные элементы (тиристоры), обеспечивающие стабильное и управляемое отключение тока [70].

Сокращение времени переходных процессов (t_m) при коммутации зонда — также весьма важная задача, поскольку при решении ее удастся сократить мертвое время аппаратуры и, в конечном счете, повысить ее чувствительность, особенно в отношении сигналов с малым T_2^* . В аппаратуре АЯМК-1 эта задача решается с помощью управляемых транзисторов [46]. Сокращения t_m можно добиться и путем применения управляемой отрицательной обратной связи, охватывающей входной контур [61].

Рассмотрим принцип построения частотно-управляемого коммутатора с бесконтактным отключением $I_{\text{ос}}$ (рис. 13). Здесь остаточный ток поляризации течет через вторичную обмотку $Tr1$, катушку зонда L_3 , отключающий тиристор $D2$ и параллельные жилы 2, 3 кабеля. С приходом сигнала частотного управления, который выделяется на обмотке $Tr2$, устройство частотного управления (УЧУ) формирует импульс включения тиристора $D1$. Конденсатор $C3$, ранее заряженный от источника тока поляризации ($-П$), теперь быстро разряжается через $D1$ и первичную обмотку $Tr1$. При этом во вторичной обмотке $Tr1$ формируется импульс, препятствующий протеканию тока через L_3 . Если $k \frac{U_n^2 C3}{2} \geq \frac{L_3 I_{\text{ос}}^2}{2}$ ($k < 1$ — коэффици-

ент, учитывающий потери в $Tr1$), то ток в цепи зонда быстро падает до нуля. При этом выключается $D2$, препятствуя повторному включению тока I_{oc} . После завершения переходных процессов в цепи поляризации по командам из УЧУ контактами $P1$ от зонда отсоединяется кабель и $Tr1$, а контактами $P2$ резонансная емкость $C1$ подключается к L_3 . Для сокращения

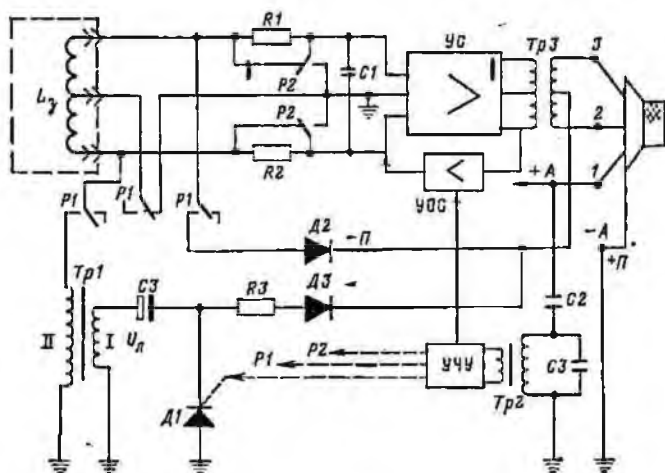


Рис. 13. Схема коммутатора с бесконтактным отключением тока

мертвого времени аппаратуры t_m служит цепь управляемой обратной связи, которая запускается по команде из УЧУ и обеспечивает плавное возрастание добротности контура (L_3 , $C1$) от значения 2—3 до номинального.

Усилитель. Условия работы скважинного усилителя определяют следующие требования к нему: низкий уровень собственных шумов; малое время переходных процессов; стабильность коэффициента усиления; термостойкость; помехоустойчивость и отсутствие самовозбуждения при значительной емкостной связи между рамкой зонда и породой.

На рис. 14 показана схема скважинного усилителя аппаратуры АЯМК-1, отвечающего указанным требованиям. В этой схеме уменьшение уровня собственных шумов достигается снижением питающего напряжения и триодным включением ламп входного каскада $L1$, $L2$.

Сокращение времени переходного процесса достигается за счет использования схем трансформаторных усилителей с местными обратными связями. Диоды $D3$, $D4$ обеспечивают быструю готовность усилителя к работе, поскольку защищают его

от запирающие коммутационными импульсами, которые наводятся на входные цепи. Симметричные катушки зонда и симметричный вход усилителя, а также передача сигнала по двум жилам ка-

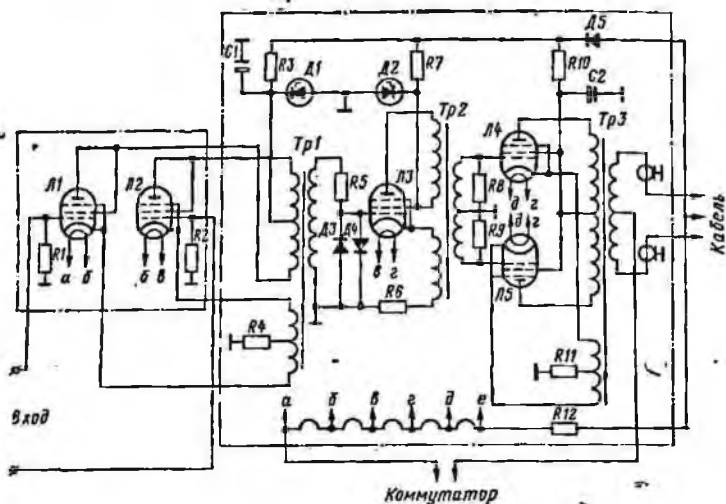


Рис. 14. Схема скважинного усилителя АЯМК-1.

Резисторы: R_1, R_2 — 1 кОм, R_3 — 10 кОм, R_4 — 120 Ом, R_5 — 1 МОм, R_6 — 150 Ом, R_7 — 13 кОм, R_8, R_9 — 470 кОм, R_{10} — 1 кОм, R_{11} — 120 Ом, R_{12} — 680 Ом; конденсатор C_1, C_2 — 10 мкФ, D_1, D_2 — диоды полупроводниковые ДВ17Г; D_3, D_4 — Д223Б, D_5 — Д226Б; Tr_1, Tr_2 — трансформатор первого и второго каскада усиления; Tr_3 — выходной трансформатор

беля обеспечивают минимальную связь через породу между входом и выходом усилителя и устойчивую его работу в скважине.

Наземное измерительное устройство

Наземное измерительное устройство ЯМК включает блоки: управления, интегрирования, счетно-решающий и вспомогательные.

Блок управления. Этот блок обеспечивает формирование импульсов тока поляризации и синхронизацию работы узлов аппаратуры во всех режимах. Функциональная схема блока управления аппаратуры АЯМК-1 показана на рис. 15 [33].

Цикличность работы во всех режимах измерения задается тактовым генератором (ТГ), который работает в автоколебательном режиме и формирует импульс управления током поляризации длительностью $t_{п.у.}$

Через переключатель вида исследований $П1$ импульс длительностью $t_{п.у.}$ (см. рис. 12, а) в режиме «каротаж I» (положе-

ние 1 переключателя Π_{1a}) поступает на реле $P1$, $P2$, управляющие цепями формирования I_n и I_{oc} , а также на запуск схем интегрирования I_1 — I_3 .

В режиме «каротаж II» тактовый генератор поочередно запускает формирователи импульсов длительностью $t_{пу1}$, $t_{пу2}$ (см. рис. 12, б). Эти импульсы через схему ИЛИ и затем через $\Pi 1$ поступают на формирование импульсов тока поляризации

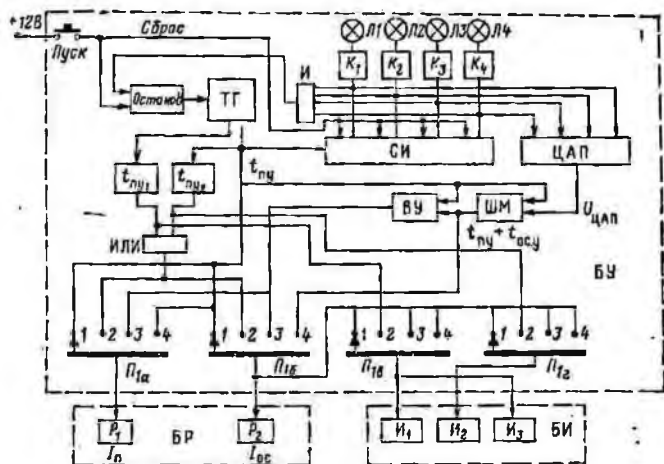


Рис. 15. Схема блока управления аппаратуры АЯМК-1

(P_1 , P_2). В отличие от остальных режимов работы, запуск цепей интегрирования в режиме «каротаж II» раздельный. Импульсом $t_{пу1}$ запускаются схемы I_1 , I_3 , а импульсом $t_{пу2}$ схема I_2 .

В режимах измерения T_1 в сильном и слабом полях нажатием кнопки «пуск» триггеры счетчика импульсов (СИ) переводятся в нулевые состояния, а ТГ с помощью ключа «останов» затормаживается. При отпускании кнопки «пуск» ТГ начинает работать и счетчик импульсов ведет счет сформированных импульсов. По окончании 15-го импульса тактового генератора все разряды счетчика оказываются в состоянии «1», срабатывает схема «И» и генератор затормаживается через ключ «останов». Индикация счета импульсов осуществляется в двоичном коде лампочками $Л1$ — $Л4$ через ключи $К1$ — $К4$. С помощью цифроаналогового преобразователя (ЦАП) формируется напряжение $U_{цап}$, ступенчато убывающее от значения —12 В до нуля по мере увеличения числа отсчитанных счетчиком импульсов. Напряжение $U_{цап}$ поступает на широтный модулятор (ШМ) и управляет его работой. Таким образом, длительность импульса

ШИМ оказывается равной $t_{п.у} + t_{ос.у}$, где $t_{ос.у} = U_{ц.п.}/N$; $U_{ц.п.} \approx N$ (N — номер сформированного тактовым генератором импульса).

Импульсы с ШИМ в режиме измерения $T_{исл.п.}$ поступают на реле $P2$, управляющее остаточным током, а импульс с ТГ длительностью $t_{п.у}$ поступает на реле $P1$, управляющее током поляризации (см. рис. 12, з, д). Таким образом, в течение времени $t_{п.у}$ формируется импульс тока поляризации $I_{п.}$, а затем в

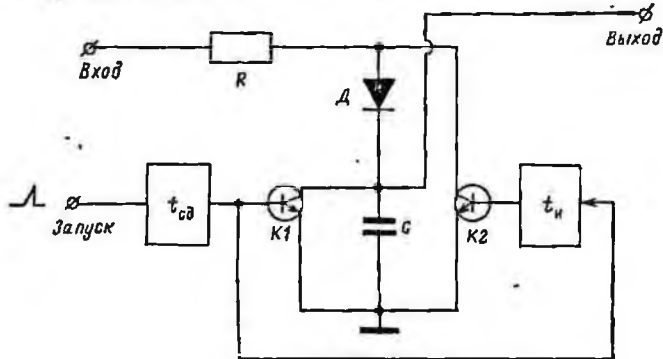


Рис. 16. Схема блока интегрирования

течение времени $t_{ос.у}$ — остаточный ток $I_{ос.}$, время действия которого уменьшается от импульса к импульсу. Запуск всех трех схем интегрирования осуществляется в момент окончания действия импульса, управляющего остаточным током, т. е. в конце действия импульса ШИМ.

Для формирования серии импульсов в режиме измерения $T_{исл.п.}$ используется схема вычитания импульсов (ВУ) по длительности. На один вход ВУ подается импульс длительности $t_{п.у}$ с ТГ, а на другой вход — импульс длительности $t_{п.у} + t_{ос.у}$. На выходе ВУ формируется импульс длительности $t_{ос.у}$, который с помощью реле $P1$, $P2$ формирует импульсы тока $I_{п.}$ переменной длительности (см. рис. 12, в). Остальные элементы схемы управления работают в этом случае аналогично режиму измерения $T_{исл.п.}$.

Блок интегрирования. Этот блок содержит три идентичные ячейки интегрирования, каждая из которых состоит из RC -цепи, управляемой одновибраторами, задающими длительность и сдвиг интегрирования. Схема одного канала интегрирования показана на рис. 16.

Сдвиг интегрирования задается одновибратором $t_{сд.}$, который запускается импульсом из устройства управления в момент окончания остаточного тока поляризации. На время сдвига $t_{сд.}$ замыкается ключ $K1$ и конденсатор C быстро разряжается, т. е. сбрасывается результат предыдущего измерения и конденсатор C подготавливается к очередному циклу интегри-

рования. После окончания импульса $t_{\text{од}}$ запускается одновибратор, который формирует импульс длительностью $t_{\text{н}}$. На время действия этого импульса ключ $K2$ (ранее замкнутый) размыкается и начинается заряд емкости C через R и D . После окончания импульса ключ $K2$ снова замыкается, диод D запирается и на емкости запоминается напряжение, пропорциональное амплитуде сигнала в момент, соответствующий середине интервала интегрирования. Полученное напряжение поступает на согласующий повторитель, с выхода которого напряжение поступает на фоторегистратор и на вычислительное устройство.

Для перевода ячейки интегрирования в режим обнаружения достаточно увеличить длительность импульса $t_{\text{н}}$ и соответственно увеличить R .

Удовлетворительные характеристики интегрирования (точность 1,5%; диапазон 30 дБ; разряд емкости за цикл работы аппаратуры $\leq 1\%$) получаются при выполнении схемы на кремниевых транзисторах и увеличении амплитуды огибающей сигнала до 80—100 В.

Счетно-решающий блок и вспомогательные устройства. Для экспрессной оценки результатов ЯМК в комплект аппаратуры необходимо включить устройство, позволяющее по ряду амплитуд сигнала вычислять его параметры U_0 , T_2^* . В работе [20] описано такое устройство, работающее с переменным алгоритмом, аддитивным в отношении параметров сигнала. В комплект АЯМК-1 включено более простое, вычислительное устройство, работающее по жесткому алгоритму и предназначенное для вычисления только U_0 [27]. Оба вычислительных устройства [20, 27] построены с использованием аналого-импульсных схем на транзисторах.

Особого внимания заслуживают специальные устройства — релаксометры, предназначенные для изучения свойств образцов горных пород по методу свободной ядерной прецессии в поле Земли. Некоторые разновидности релаксометров, отличающиеся лишь степенью автоматизации, описаны в работах [30, 36, 70].

Представляют интерес локальные вычислительные устройства и автоматические построители, предназначенные для повышения производительности труда при обработке результатов измерения [34, 47]. Однако наметившаяся в последнее время тенденция к повышению сложности решаемых с помощью ЯМК задач и общее увеличение потока измерительной информации заставляют отказаться от разработки локальных вычислительных устройств и задачу обработки измерительной информации ЯМК решать с помощью ЭВМ.

Глава III

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЗОНДА

Теория зонда ЯМК устанавливает связь между амплитудой измеряемого сигнала свободной прецессии и ядерно-магнитными и геометрическими характеристиками среды, окружающей зонд прибора ЯМК. Характер этой связи определяется параметрами поляризующего поля, которое влияет на радиальную и вертикальную характеристики зонда.

Пространственные характеристики зонда

Пространственные характеристики поляризующего поля являются основным фактором, определяющим вертикальную разрешающую способность и глубинность исследования при ЯМК. Как указывалось выше, в аппаратуре ЯМК применяется зонд в виде вытянутой прямоугольной рамки с определенным числом витков. Поляризующее поле такой рамки создается как ее длинными, так и короткими сторонами. Составляющие поляризующего поля, созданные этими элементами зонда, вносят различные вклады в суммарное поляризующее поле, соотношение которых зависит от расположения рассматриваемой точки пространства относительно зонда.

Теоретический анализ поляризующего поля зонда, выполненного в виде прямоугольной вытянутой рамки длиной $2l_z$ с поперечным сечением обмотки в виде сегмента наружным диаметром $2R$, позволяет установить структуру поляризующего поля. На рис. 17 показана зависимость составляющих H_{xy} , H_y и H_z поляризующего поля от расстояния в прямоугольной системе координат, расположенной так, что ось z совпадает с осью симметрии рамки, параллельной ее длинной стороне (ось x параллельна, y — перпендикулярна плоскости витков рамки). Начало координат помещено в центре рамки (ρ — расстояние рассматриваемой точки пространства от оси зонда).

В плоскости zOy напряженность поля в интервале $z < 0,9 l_z$ изменяется мало, а затем при изменении z от $0,9 l_z$ до $1 l_z$ резко уменьшается практически до нуля (рис. 17, а). Короткие стороны рамки несут существенно влияют на характер рассматриваемых

зависимостей, особенно на больших расстояниях от оси зонда $\rho/R = 2 \div 3,5$ (рис. 17, а, б). Напряженность поля, вычисленная без учета их влияния, постепенно уменьшается от середины зонда к его краям в интервале $0 \leq z \leq 1,5 l_3$. При $\rho/R \leq 1,5$ корот-

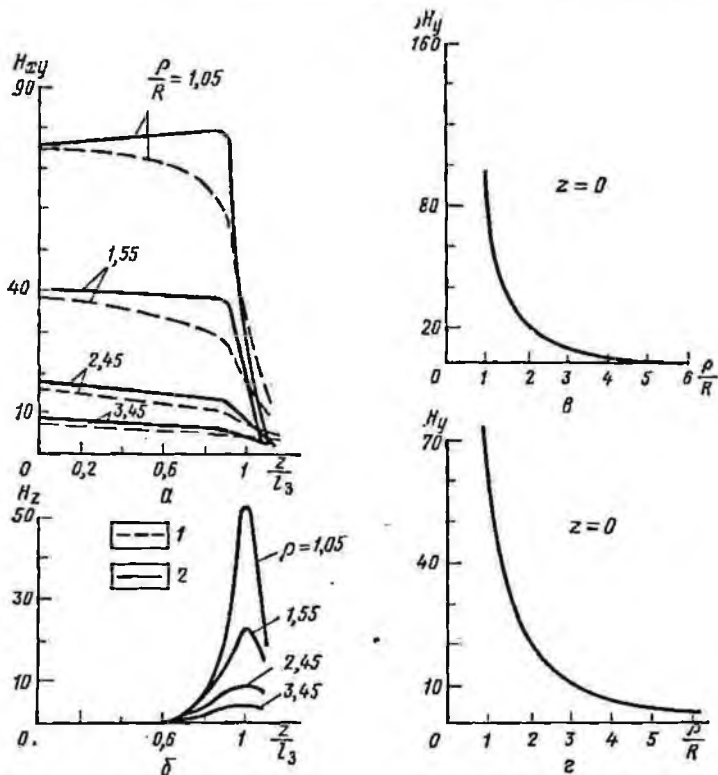


Рис. 17. Пространственная характеристика поляризующего поля.

а — изменение напряженности поляризующего поля H_{xy} в направлении, параллельном продольной оси зонда на различных расстояниях (ρ/R) от него без учета коротких сторон (1) и с учетом коротких сторон (2); б — изменение поляризующего поля H_z , обусловленного короткими сторонами катушки, в направлении ее продольной оси; в — зависимость напряженности поляризующего поля H_y от расстояния до продольной оси катушки в направлении оси y ; г — зависимость напряженности поляризующего поля H_y от расстояния до продольной оси катушки в направлении оси x .

кие стороны рамки способствуют меньшему изменению напряженности поля в интервале $0 \div 0,9 l_3$ и более резкому снижению напряженности поля в интервале $< z = \pm(0,9 l_3 \div 1,0 l_3)$. Для $\rho/R \approx 1$ характерно линейное возрастание напряженности поля от середины зонда до $z = 0,9 l_3$. Аналогичные зависимости имеют место и в других плоскостях, не перпендикулярных к плоскости

витков рамки. Как видно из изложенного, влияние коротких ее сторон ограничено небольшим прилегающим к ним объемом среды (рис. 17, б). Поэтому для упрощения расчетов можно пренебрегать влиянием коротких сторон рамки без существенной потери точности.

Характер изменения суммарного поляризующего поля в радиальном направлении в плоскости, проходящей через среднее сечение рамки перпендикулярно к продольной оси (плоскость xOy), иллюстрируется зависимостями, приведенными на рис. 17, в, г для двух направлений, определенных соответственно плоскостями zOx и zOy . Из рис. 17, в, г видно, что напряженность поля интенсивно убывает в радиальном направлении. Это обстоятельство существенно ограничивает глубинность исследования, в связи с чем необходимы более детальные исследования факторов, влияющих на характер радиального распределения поляризующего поля рамки. Это может быть достигнуто путем представления напряженности поляризующего поля прямоугольной рамки в виде разложения по степеням R/ρ .

Рассмотрим выражения составляющих напряженности поля H_x и H_y для двух случаев поперечного сечения обмотки — однослойной обмотки, распределенной по дуге длиной $2\delta_0$, и обмотки с поперечным сечением в виде кольцевого сектора. Формулы получены при пренебрежении влиянием коротких сторон рамки и допущении, что поле длинных сторон является плоскопараллельным (эти допущения не приводят к практически существенному искажению результата).

Для обмотки в виде дуги в цилиндрической системе координат

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{I_n \omega}{\pi \delta_0 R} \left\{ \sin \delta_0 \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^2 \sin 2\varphi \right] + \frac{\sin 3\delta_0}{3} \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^4 \sin 4\varphi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \dots + \frac{\sin k\delta_0}{k} \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^{k+1} \sin (k+1)\varphi \right] \right\}, \\ H_y &= -\frac{I_n \omega}{\pi \delta_0 R} \left\{ \sin \delta_0 \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^2 \cos 2\varphi \right] + \frac{\sin 3\delta_0}{3} \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^4 \cos 4\varphi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \dots + \frac{\sin k\delta_0}{k} \left[\left(\frac{R}{\rho} \right)^{k+1} \cos (k+1)\varphi \right] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

где $k=1, 3, 5, \dots$; I_n — ток поляризации; ω — число витков катушки; R — радиус катушки.

Для обмотки в виде кольцевого сектора

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{I_n \omega}{\pi \delta_0 R_2} \left\{ \frac{2}{3} \frac{1-x^3}{1-x^2} \sin \delta_0 \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^2 \sin 2\varphi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1-x^5}{5} \frac{\sin 3\delta_0}{3} \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^4 \sin 4\varphi \right] + \dots \right. \\ &\quad \left. \dots + \frac{2}{k+2} \frac{1-x^{k+3}}{1-x^2} \frac{\sin k\delta_0}{k} \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^{k+1} \sin (k+1)\varphi \right] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$H_y = - \frac{I_n \omega}{\pi \delta_0 R_2} \left\{ \frac{2}{3} \frac{1-x^3}{1-x^2} \sin \delta_0 \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^3 \cos 2\varphi \right] + \right. \\ \left. + \frac{2}{5} \frac{1-x^5}{1-x^2} \frac{\sin 3\delta_0}{3} \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^4 \cos 4\varphi \right] + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{2}{k+2} \frac{1-x^{k+2}}{1-x^2} \frac{\sin(k\delta_0)}{k} \left[\left(\frac{R_2}{\rho} \right)^{k+1} \cos(k+1)\varphi \right] \right\} \quad (27)$$

где $x=R_1/R_2$; R_1 — внутренний радиус катушки; R_2 — внешний радиус катушки.

Ряды, характеризующие поля обмоток обоих видов, быстро сходятся и первые 2—4 члена ряда обеспечивают достаточную точность расчета даже в непосредственной близости от об-

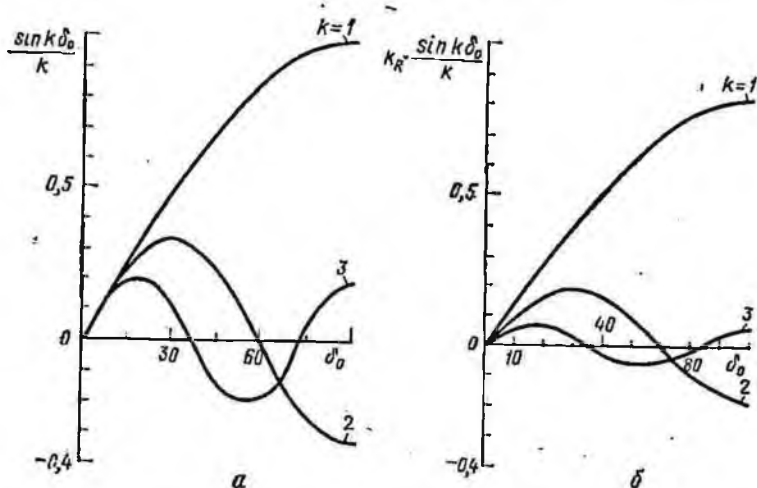


Рис. 18. Зависимость составляющих магнитного поля от угла δ_0 .
а — для обмотки в виде дуги; б — для обмотки в виде кольцевого сектора

мотки. Анализ этих выражений показывает, что напряженность поля можно представить в виде составляющих, характеризующихся различной степенью зависимости напряженности от расстояния ρ . Первый член разложения характеризуется обратной квадратичной зависимостью $1/\rho^2$, второй — зависимостью $1/\rho^4$, третий — $1/\rho^6$ и т. д. Наиболее высокой проникающей способностью характеризуется поле квадратичной составляющей, в то время как другие составляющие повышают напряженность поля лишь в области, непосредственно примыкающей к зонду. Весьма важным является то, что вклад каждой из этих составляющих по-разному зависит от величины угла дуги, вдоль которой распределена обмотка.

Изменение дуговой длины обмотки $2\delta_0$, как видно из (26) и (27), существенно и различно влияет на составляющие члены ряда, причем в равной степени на их проекции и на ось x и на ось y . На рис. 18, а показана зависимость вкладов составляющих магнитного поля от угла δ_0 . Таким образом, можно, подбирая соответствующим образом дуговую длину обмотки, изменять характер радиальной характеристики зонда и при этом добиваться исключения влияния быстро спадающих компонент,

Для катушки с сечением обмотки в виде кольцевого сектора вклады отдельных составляющих зависят еще и от отношения внешнего и внутреннего радиусов обмотки. Это соотношение определяется коэффициентом

$$k_R = \frac{2}{k+2} \frac{1-x^{(k+2)}}{1-x^2}$$

Рис. 19. Диаграмма направленности поля рамки

1 — $2\delta_0 = 80^\circ$; 2 — квадратичное поле

На рис. 18, б показаны зависимости вкладов составляющих поля от угла δ_0 для $x=0,6$.

Таким образом, изменение угла намотки может быть использовано для изменения соотношения в пользу той или иной составляющей поля. Так, при $\delta_0 = 60^\circ$ практически точно обеспечивается квадратичная зависимость напряженности поля. Тем самым для зонда ЯМК в виде прямоугольной рамки достигается максимально возможная глубинность исследования.

Угловые характеристики напряженности суммарного магнитного поля обмотки характеризуются диаграммами направленности для различных расстояний от оси зонда (рис. 19).

Из рис. 19 видно, что при распределении обмотки по дуге $2\delta_0 = 80^\circ$ напряженность поля в направлениях, близких к плоскости витков, существенно выше, чем в направлении, перпендикулярном к плоскости витков. Это является неблагоприятным обстоятельством, из которого, в частности, следует, что для зондов, обмотка которых не обеспечивает обратной квадратичной зависимости напряженности поля от расстояния, поворот рамки вокруг своей оси при эксцентричном расположении зонда в скважине влияет на распределение поляризуемого поля в пласте, тогда как при использовании зондов с оптимальной характеристикой обмотки $2\delta_0 = 120^\circ$ повороты рамки не имеют значения.

Измерительные характеристики зонда

Вывод выражения для ЭДС ССП, индуцируемой в рамке зонда, базируется на использовании теоремы взаимности [2, 42, 53, 54]. Согласно этой теореме, элемент объема dV исследуемой среды, характеризующийся магнитным моментом $\vec{M}dV$, представляется в виде элементарного контура площадью ΔS_k , обтекаемого током I_k , причем $\vec{M}dV = I_k \Delta S_k$. Из теоремы взаимности следует, что всегда справедливо равенство

$$\omega I_n \Phi_k = I_k \Phi_n,$$

где I_n — ток поляризующей рамки; ω — число ее витков, Φ_n — поток индукции поля рамки в элементе объема dV , I_k и Φ_k — соответственно ток элементарного контура и поток индукции поля, созданного элементарным контуром в рамке. Отсюда поток индукции через рамку от элемента объема и ЭДС, индуцируемая в рамке, определяются выражениями

$$d\Phi_k = \frac{\vec{M} \vec{H}_n}{I_n \omega} dV, \quad (28)$$

$$E = - \frac{\omega}{I_n} \int \vec{M} \vec{H}_n dV, \quad (29)$$

где $\vec{H}_n$ — напряженность поля поляризующей рамки в объеме dV .

Эти же выражения для ЭДС ССП справедливы и в случае, когда поляризующая и приемная рамки не совмещены, при условии замены $\vec{H}_n$ вектором напряженности поля, которое действовало бы в элементарном объеме, если бы по приемной рамке протекал ток I_n . При принятых выше допущениях уравнение (29) является достаточно точным и общим для начальной амплитуды сигнала свободной прецессии.

Предполагая использование зонда ЯМК с наибольшей проникающей способностью, будем считать, что напряженность поля поляризующего поля в радиальном направлении изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от оси рамки. При расчете сигнала без большого ущерба для точности можно пренебречь влиянием коротких сторон рамки и принять поляризующее поле плоскопараллельным. При принятых допущениях, несущественно влияющих на результат, выражение для ССП в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$E(t) = \frac{\mu_0 \chi \omega_0}{I_n} [H(R_s) R_s]^2 \frac{I_s}{R_s} \sin(\omega_0 t - \psi) e^{-\frac{t}{T_2}} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} \int_{\rho_c(\varphi)}^{\infty} \frac{[1 - \sin^2 \beta \sin^2 (2\varphi - \varepsilon_0)] \left(\frac{R_1}{\rho}\right)^5 d\rho d\varphi}{\left[\left(\frac{R_1}{\rho}\right)^4 + 2\eta \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^2 \sin \beta \sin (2\varphi - \varepsilon_0) + \eta^2\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (30)$$

где $\rho_c(\varphi)$ — уравнение линии сечения скважины горизонтальной плоскостью; χ — ядерная магнитная восприимчивость вещества, окружающего зонд; $\eta = \frac{H_3}{H_{oc}(R_3)}$ — отношение напряженности поля Земли к напряженности остаточного поля поляризации на стенке скважины; $H_{oc}(R_3)$ — напряженность остаточного поля поляризации на поверхности зонда; l_3 — длина зонда; R_c , R_3 — соответственно радиусы скважины и зонда; β — угол между осью зонда и направлением магнитного поля Земли; ε_0 — угол между плоскостью рамки и магнитным меридианом; t — время, прошедшее с момента начала прецессии; T_2^* — постоянная времени затухания ССП.

Уравнение линии сечения скважины горизонтальной плоскостью определяется как

$$\rho_c(\varphi) = [R_c^2 - (R_c - R_3 - h_{гн})^2 \sin^2 (\varphi - \gamma)]^{\frac{1}{2}} + \\ + [(R_c - R_3 - h_{гн}) \cos (\varphi - \gamma)],$$

где $h_{гн}$ — толщина глинистой корки; γ — полярная угловая координата центра сечения скважины.

Выражение (30) в общем виде не интегрируется и лишь при $\eta=0$, т. е. когда можно пренебречь влиянием остаточного тока, приводится к виду для начальной амплитуды сигнала

$$E = \frac{\pi \mu \omega_0 l_3}{I_n} [H(R_3) R_3]^2 \left[\frac{R_c R_3}{(2R_c - R_3 - h_{гн})(R_c + h_{гн})} \right]^2 (1 - 0,5 \sin^2 \beta). \quad (31)$$

Анализ этого выражения показывает, что при $\eta=0$ сигнал свободной прецессии зависит от радиуса скважины, толщины глинистой корки, диаметра зонда, напряженности поляризуемого поля, угла β между направлением магнитного поля Земли и осью зонда. Чтобы рассчитать E_0 для реальных условий, когда $\eta \neq 0$, выражение (30) может быть заменено приближенным выражением, где влияние угла β учитывается таким же множителем $(1 - 0,5 \sin^2 \beta)$, как и в выражении (31). При принятых допущениях выражение для начальной амплитуды ССП имеет вид

$$E = \frac{\pi \mu \omega_0 l_3}{I_n} [H(R_3) R_3]^2 (1 - 0,5 \sin^2 \beta) G_n, \quad (32)$$

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\sqrt{\eta^2 + \frac{1}{\left[\sqrt{K_c^2 - (K_c - 1 - 2K_{h_{гн}})^2 \sin^2(\varphi - \gamma)} + (K_c - 1 - 2K_{h_{гн}}) \cos(\varphi - \gamma) \right]^4}} - \eta \right] d\varphi, \quad (33)$$

где G_n — геометрический фактор пласта;

$$K_c = \frac{R_c}{R_s}; \quad K_{h_{гн}} = \frac{h_{гн}}{2R_s}.$$

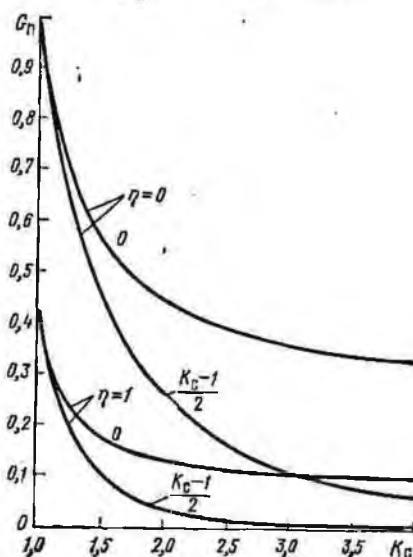


Рис. 20. Зависимость геометрического фактора пласта G_n от отношения диаметра скважины к диаметру зонда K_c , толщины глинистой корки и режима выключения тока.

Шифр кривых — $K_{h_{гн}}$

На рис. 20 показаны зависимости G_n от K_c для двух крайних случаев расположения зонда в скважине — коаксиального ($K_{h_{гн}} = \frac{K_c - 1}{2}$) и максимально эксцентричного ($K_{h_{гн}} = 0$). Увеличение как K_c , так и $K_{h_{гн}}$ приводит к уменьшению G_n и, следовательно, амплитуды ССП. Снижение остаточного тока, т. е. увеличение η , приводит к дополнительному снижению начальной амплитуды. Влияние η на относительное изменение G_n тем больше, чем больше диаметр скважины и больше зазор между стенкой скважины и зондом.

Из приведенных выше соотношений могут быть оценены минимально допустимые величины остаточного тока. Так, если принять, что снижение амплитуды ССП, связанное с влиянием остаточного тока, не превышает 10%, то, как следует из (32), при $K_c = 1.2$ в случаях коаксиального и максимально эксцентричного расположения зонда в скважине допустимая величина η может быть равна 0,08, тогда как при $K_c = 4$ она в тех же случаях должна быть снижена до 0,043. Увеличение $K_{h_{гл}}$ от нуля до 0,1 приводит к дополнительному снижению допустимой величины η на 0,007 практически во всем диапазоне изменения K_c .

Выражения (30) и (32) характеризуют суммарный сигнал, обусловленный всей окружающей зонд ЯМК средой. Вместе с тем вклад различных областей исследуемой среды в суммарный сигнал различен. Оценка вклада отдельных областей пространства в суммарный сигнал может быть дана характеристиками зонда по сигналу — дифференциальной и интегральной радиальными характеристиками и диаграммами направленности.

Дифференциальная радиальная характеристика зонда по сигналу представляет собой зависимость относительного вклада в измеряемый сигнал исчезающе тонкого цилиндрического слоя от его радиуса. Интегральная радиальная характеристика — это зависимость относительного вклада в суммарный сигнал цилиндрической области, коаксиальной зонду, от ее радиуса ρ . Дифференциальную характеристику $f(\rho/R_3)$ получают путем интегрирования выражения (30) по углу φ от ω_1 до ω_2 для различных значений ρ/R_3 , интегральную $F(\rho/R_3)$ — путем интегрирования того же выражения по углу φ в пределах от ω_1 до ω_2 и по ρ/R_3 в пределах от ρ_c/R_3 до ρ/R_3 . Поскольку вычисляется относительное изменение сигнала, в выражениях для $f(\rho/R_3)$ и $F(\rho/R_3)$ опускаются коэффициенты, определяющие в (30) только величину сигнала и не влияющие на соотношение вкладов отдельных областей.

Для зонда с квадратичной зависимостью напряженности поля от расстояния выражения для дифференциальной и интегральной радиальных характеристик имеют вид

$$f\left(\frac{\rho}{R_3}\right) = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{[1 - \sin^2 \beta \sin^2 (2\varphi - \varepsilon_0)] \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^5 d\varphi}{\left[\left(\frac{R_3}{\rho}\right)^4 + 2\eta \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^2 \sin \beta \sin (2\varphi - \varepsilon_0) + \eta^2\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (34)$$

$$F\left(\frac{\rho}{R_3}\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{\rho_c}{R_3}}^{\frac{\rho}{R_3}} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{[1 - \sin^2 \beta \sin^2 (2\varphi - \varepsilon_0)] \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^5 d\varphi d\left(\frac{\rho}{R_3}\right)}{\left[\left(\frac{R_3}{\rho}\right)^4 + 2\eta \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^2 \sin \beta \sin (2\varphi - \varepsilon_0) + \eta^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (35)$$

Для дальней зоны при $\frac{\rho}{R_3} \geq 2 K_c - 1 - 2 K_{h_{гп}}$, $\omega_1 = 0$ и $\omega_2 = 2\pi$, а для ближней зоны при $\frac{\rho}{R_3} < 2 K_c - 1 - 2 K_{h_{гп}}$, ω_1 и ω_2 определяются как корни следующего уравнения:

$$\frac{\rho_c}{R_3} = \sqrt{K_c^2 - (K_c - 1 - 2K_{h_{гп}})^2 \sin^2(\omega - \gamma)} + (K_c - 1 - 2K_{h_{гп}}) \cos(\omega - \gamma),$$

в котором $\omega_2 > \omega_1$.

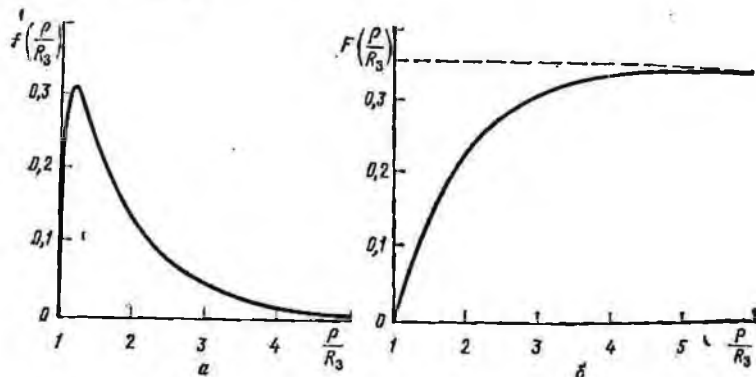


Рис. 21. Дифференциальная (а) и интегральная (б) радиальные характеристики зонда ЯМК

На рис. 21 показаны дифференциальная и интегральная характеристики зонда ЯМК для случая эксцентричного расположения зонда в скважине и ее заполнении жидкостью, не создающей сигналов свободной прецессии.

Диаграмма направленности зонда ЯМК по сигналу представляет собой зависимость относительного вклада в измеряемый суммарный сигнал элементарного сектора, вырезанного в заданном направлении, от угла, определяющего это направление [4]. Для квадратично убывающего поля диаграмма направленности описывается выражением

$$f(\varphi) = \int_0^{\frac{\rho_c(\varphi)}{R_3}} \frac{[1 - \sin^2 \beta \sin^2(2\varphi - \varepsilon_0)] \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^5 d\left(\frac{\rho}{R_3}\right)}{\left[\left(\frac{R_3}{\rho}\right)^4 + 2\eta \left(\frac{R_3}{\rho}\right)^2 \sin \beta \sin(2\varphi - \varepsilon_0) + \eta^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (36)$$

Как показывает анализ, диаграмма направленности зависит от удаленности зонда от стенки скважины и от угла между осью рамки зонда и направлением поля Земли β . Так, при

угле $\beta=0^\circ$ диаграмма направленности представляет собой окружность, а при $\beta=90^\circ$ она имеет четыре лепестка, размеры и направления которых определяются направлением плоскости витков рамки зонда относительно направления магнитного поля Земли и относительно плоскости, проходящей через ось зонда и скважины. Если сечение скважины является кругом, то, как это было показано выше, сигнал не зависит от ϵ_0 и γ , а наличие лепестков у диаграммы направленности (при $\beta=90^\circ$) не искажает зависимость амплитуды сигнала от параметров исследуемой среды. При этом изменение сигнала вследствие поворота датчика не превышает в наиболее неблагоприятном случае 5%.

Амплитуда ССП в пластах ограниченной мощности и в пластах с частым чередованием тонких прослоев

Влияние ограниченной мощности пласта на результат измерения ЯМК может быть охарактеризовано кривыми ЯМК, рассчитанными для различных значений отношения мощности пласта к длине зонда и ИСФ_п пласта к ИСФ_{вм} вмещающих пород [5]. В общем случае выражение для амплитуды сигнала против пласта ограниченной мощности при случайном расположении зонда относительно его границ определяется выражением

$$E = C\mu_0 \times (1 - 0,5 \sin^2 \beta) \left[\text{ИСФ}_{\text{вм}} \int_{-\infty}^{h_1} G dz + \text{ИСФ}_{\text{п}} \int_{h_1}^{h_2} G dz + \text{ИСФ}_{\text{вм}} \int_{h_2}^{\infty} G dz \right], \quad (37)$$

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{\rho_c(\varphi)}^{\infty} H^2(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz.$$

Здесь $G = \int_0^{2\pi} \int_{\rho_c/R_s}^{\infty} f(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi$ — геометрический фактор исчезающе тонкого горизонтального слоя, прорезанного скважиной, где $f(\rho, \varphi, z)$ — геометрический фактор элементарного объема

$$f(\rho, \varphi, z) = \frac{\frac{H^2(\rho, \varphi, z) H_{0c}(\rho, \varphi, z)}{\sqrt{H_{0c}^2(\rho, \varphi, z) + H_3^2}}}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{\rho_c(\varphi)}^{\infty} H^2(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz}. \quad (38)$$

Кривые ЯМК, рассчитанные по формуле (37) для зонда в виде рамки (без учета влияния коротких ее сторон и наличия остаточного тока), показаны на рис. 22.

Как видно на рис. 22, границы пластов во всех случаях хорошо отмечаются, а кривые симметричны относительно середины пласта. Для пластов, характеризующихся отношением $h/l_3 > 1$, границы пласта отмечаются в точках перегиба кривой

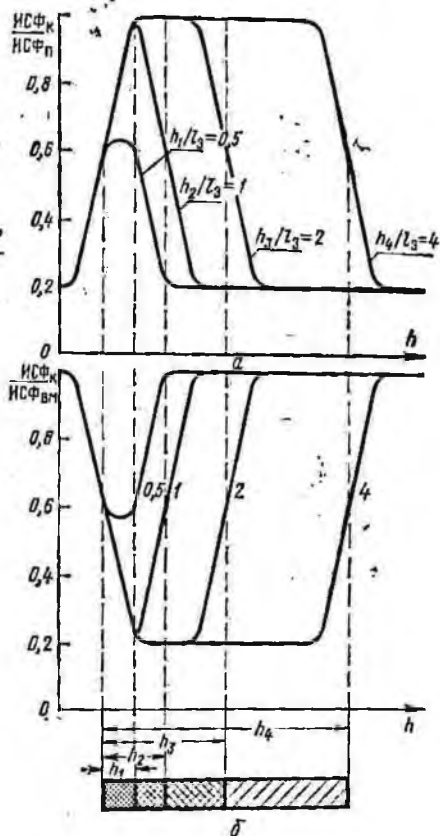


Рис. 22. Кривые ЯМК против пластов ограниченной мощности, вычисленные по формуле (37).

α — $ИСФ_{\text{д}}/ИСФ_{\text{вч}} = 5$; β — $ИСФ_{\text{п}}/ИСФ_{\text{вч}} = 0.2$

на участках подъема и спада. Для пластов с $h/l_3 < 1$ границы смещаются к максимуму кривой и могут быть отмечены в точках, находящихся от начала и конца аномалии соответственно на расстоянии, равном половине длины рампы. Изменение отношения ИСФ пласта и вмещающих пород не изменяет характера кривых ЯМК и положения точек на кривых, соответствующих границам пласта.

Амплитуда аномалии на кривой ЯМК не подвержена влиянию вмещающих пород, когда $h/l_3 > 1$, и равна амплитуде против пласта неограниченной мощности. При $h/l_3 < 1$ амплитуда изменяется соответственно величине отношения $ИСФ_{\text{п}}/ИСФ_{\text{вм}}$.

Таким образом, вмещающие породы влияют при ЯМК незначительно и лишь в случае пластов, мощность которых меньше длины рамки. Анализ показывает, что отмеченные закономерности не изменяются с увеличением отношения длины рамки к ее ширине.

Для пласта, представленного чередованием прослоев различной мощности с различными ИСФ, э. д. с. ССП может быть представлена выражением, аналогичным (37). Если в прослоях неоднородного пласта имеет место еще и радиальная неоднородность в распределении ИСФ, то в выражении для э. д. с. должны фигурировать геометрические факторы прослоев для зоны проникновения и неизменной части прослоев. Анализ, проведенный с использованием геометрических факторов, показывает, что кажущийся $ИСФ_{\text{к}}$, полученный путем усреднения кривой ЯМК против неоднородного пласта, равен ИСФ средневзвешенному по мощности прослоев:

$$ИСФ_{\text{к}} = \frac{\sum_{j=1}^n h_j ИСФ_j}{\sum_{j=1}^n h_j}, \quad (39)$$

где h_j и $ИСФ_j$ — соответственно мощности и ИСФ прослоев пласта.

В случае радиальной неоднородности, при которой исследуемую среду можно разбить на несколько областей с цилиндрическими поверхностями раздела и считать, что между этими поверхностями ИСФ в радиальном направлении не изменяется, $ИСФ_{\text{к}}$, полученное путем усреднения кривой ЯМК на интервале измерений, определяется выражением

$$ИСФ_{\text{к}} = G_{\text{вм}} ИСФ_{\text{вм}} + \sum_{i=1}^m G_{\text{п}i} ИСФ_{\text{п}i}, \quad (40)$$

где i — номер цилиндрического слоя; $G_{\text{вм}}$ — геометрический фактор вмещающих пород; $G_{\text{п}i}$ — то же, для i -го цилиндрического слоя внутри пласта. Величины ИСФ цилиндрических слоев неоднородного пласта определяются как средневзвешенные по мощности значения для каждого цилиндрического слоя:

$$ИСФ_{\text{п}i} = \frac{\sum_{l=1}^m h_{il} ИСФ_{il}}{\sum_{l=1}^m h_{il}}; \quad (41)$$

где j — номер горизонтального слоя в пласте; h_j — мощность соответствующего слоя; i — номер цилиндрического слоя.

Таким образом, независимо от соотношения между мощностью прослоев коллекторов в пласте и длиной зонда, осредненное на интервале измерения кажущееся значение ИСФ_к неоднородного пласта равно средневзвешенному по мощности ИСФ. При этом радиальная неоднородность проявляется так же, как и в однородном пласте, у которого цилиндрические слои имеют значения ИСФ, равные средневзвешенным ИСФ неоднородного пласта в тех же слоях.

Глубинность ядерных магнитных методов исследования

Глубинность при ЯМК может быть оценена по двум характеристикам — геометрической и информационной. Геометрическая глубинность определяет толщину цилиндрического слоя породы, вносящего 90% измеряемого эффекта. Информационная глубинность определяет толщину слоя породы, вклад которого превышает в заданное число раз уровень помех, существующих при измерениях [18]. Понятие геометрической глубинности дает представление о пространственном распределении используемого поля, но не определяет возможность реализации измерений.

При анализе геометрической глубинности ЯМК целесообразно отдельно рассмотреть случаи коаксиального и эксцентричного расположения зонда в скважине и при этом ввести два параметра, характеризующие геометрическую глубинность: радиус исследования R_n и толщину слоя исследования h_n . Под радиусом исследования понимается радиус такой коаксиальной зонду цилиндрической поверхности в исследуемой среде, которая ограничивает область, создающую 90% всего измеряемого эффекта. Толщина слоя исследования представляет собой разность между радиусом исследования и радиусом скважины.

Выражение для радиуса исследования при коаксиальном расположении зонда в скважине имеет вид

$$R_n = \frac{1}{2} \sqrt{10d_c^2 + \frac{1}{1 + 18\eta - 19\eta^2}}, \quad (42)$$

где d_c — диаметр скважины.

Анализ показывает, что когда полем остаточного тока можно пренебречь, радиус исследования $R_n = 1,58 d_c$. С увеличением η , т. е. с уменьшением величины остаточного тока, радиус исследования уменьшается. Это иллюстрирует рис. 23, а, на котором показана зависимость радиуса исследования R_n от η . Радиус исследования и толщина слоя исследования h_n изменяются не только с изменением остаточного тока, но и с изменением диаметра скважины. При эксцентричном расположении зонда

в скважине толщина слоя исследования может быть определена, исходя из условия

$$G_{\pi R_{\pi}} = 0,1 G_{\pi} \quad (43)$$

где $G_{\pi R_{\pi}}$ — геометрический фактор области за пределами цилиндрической поверхности радиуса R_{π} , коаксиальной зонду; G_{π} — геометрический фактор всей исследуемой среды (без скважины) при эксцентричном расположении зонда в скважине.

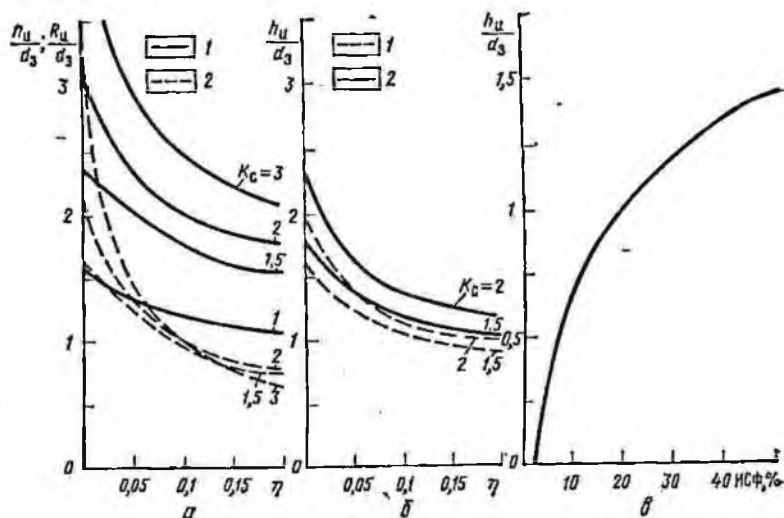


Рис. 23. Характеристика глубинности ЯМК.

а — зависимость радиуса R_n/d_3 и толщины слоя h_n/d_3 исследования от η при коаксиальном расположении зонда в скважине: 1 — R_n/d_3 ; 2 — h_n/d_3 ; б — зависимость радиуса и толщины слоя исследования от η при эксцентричном расположении зонда в скважине: 1 — $K_{гг} = 0$; 2 — $K_{гг} = 0,2$; в — зависимость информационной глубинности от ИСФ ($K_c = 2$; $K_{гг} = 0$, $\eta = 0,1$)

Толщина слоя исследования h_{π} при этом определится как разность радиуса и суммы радиуса зонда и толщины глинистой корки:

$$h_{\pi} = R_{\pi} - (R_3 + h_{гг}). \quad (44)$$

На рис. 23, б показаны зависимости толщины слоя исследования от η при двух значениях диаметра скважины d_0 и двух значениях толщины глинистой корки $h_{гг}$. Из приведенных зависимостей видно, что, как и в рассматриваемых выше случаях, толщина слоя исследования возрастает с увеличением диаметра скважины и уменьшается с увеличением η .

Увеличение глубинности с увеличением диаметра скважины, как это следует из (42), обусловлено чисто геометрическим подходом к определению глубинности, не учитывающим реальную возможность измерения ССП на фоне помех.

Информационная глубинность при ЯМК может быть оценена, если известен уровень помех, действующих при измерении. Будем при этом считать, что для среды за пределами цилиндрического слоя, соответствующего информационной глубинности, отношение сигнал/помеха составляет ξ . Тогда информационную глубинность исследования можно определить по формуле

$$\frac{\text{ИСФ } G_{\text{пРн}}}{J_{\text{пом}}} = \xi, \quad (45)$$

где $J_{\text{пом}}$ — уровень помех, пересчитанный в единицы ИСФ.

Согласно (45), радиус глубинности, определяемый величиной $G_{\text{пРн}}$, зависит от ИСФ исследуемой среды. Если ИСФ среды отвечает условию $\text{ИСФ} = \xi$, то $G_{\text{пРн}} = 1$ и информационная глубинность равна нулю. На рис. 23, в представлена зависимость информационной глубинности от ИСФ пласта при диаметре скважины, равном $2d_3$.

Соотношение (45) для информационной глубинности справедливо для случая, когда ИСФ не изменяется в радиальном направлении. В тех случаях, когда имеется радиальный градиент ИСФ, информационная глубинность может измениться по сравнению с величиной, определенной согласно (45), либо в большую, либо в меньшую сторону в зависимости от знака градиента.

Глава IV

ЯДЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЛЮИДОВ И ГОРНЫХ ПОРОД

К основным ядерно-магнитным характеристикам веществ относятся гиромагнитное отношение ядер элементов, образующих данное вещество, интенсивность линии поглощения (или амплитуда сигнала в импульсных способах ЯМР), времена продольной и поперечной релаксации. Как указывалось выше, при изучении разрезов нефтяных и газовых скважин ядерными магнитными методами измеряемые сигналы связаны лишь с ядрами водорода. Поэтому величина гиромагнитного отношения, а следовательно и частота прецессии в поле Земли заранее известны и могут быть исключены из числа перечисленных возможных объектов измерения. Использование метода свободной прецессии в поле Земли предопределяет возможность регистрации сигналов лишь от протонов, входящих в состав подвижных флюидов, поэтому объектами исследования ядерными магнитными методами являются пористые пласты-коллекторы, насыщенные водородсодержащим флюидом. Так как ядерные магнитные свойства пласта определяются свойствами самого флюида и характером его взаимодействия с твердой фазой, то при исследовании ядерно-магнитных свойств горных пород необходимо знание соответствующих свойств насыщающих их жидкостей.

Ядерные магнитные свойства водородсодержащих жидкостей в свободном объеме

Для определения ядерно-магнитных свойств водородсодержащих жидкостей используются времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации [1, 25, 54]. Время продольной релаксации T_1 водородсодержащей жидкости изменяется с изменением вязкости и температуры. Влияние обоих факторов можно объединить, если использовать в качестве обобщенного аргумента отношение вязкости к абсолютной температуре (η/T). С увеличением отношения η/T величина T_1 уменьшается до определенной минимальной величины, после чего вновь начинает возра-

стать. С увеличением напряженности поля положение минимума смещается в сторону меньших значений ν/T , а T_1 увеличивается в тем большей степени, чем больше отношение η/T . Зависимость величины T_2 от отношения η/T совпадает с зависимостью T_1 вплоть до некоторого значения ν/T , а при его превышении практически не изменяется.

В табл. 3 приведены значения T_1 некоторых водородсодержащих жидкостей в свободном объеме при температуре 20° С.

Таблица 3

Жидкость	Время продольной релаксации T_1 , мс
Дистиллированная вода без кислорода	3 100
Керосин	1 200
Бензин	1 600
Бензол	19 000

Наличие парамагнитных примесей в жидкости, например ионов O_2^- , Cu^{2+} , Fe^{2+} , Mn^{++} , Cr^{2+} и других, приводит к тем большему снижению времени релаксации, чем выше их концентрация. Так, присутствие кислорода в воде изменяет величину T_1 от 3,5 с до 2 с в зависимости от количества растворимого кислорода.

Измерения, проведенные Брауном [59] на многократно дистиллированной под вакуумом воде, не содержащей растворенного кислорода, показали полное отсутствие зависимости T_1 от напряженности релаксационного поля в диапазоне его изменения от 2 до 1500 Гс и существенную зависимость T_1 от температуры: с изменением температуры величина T_1 чистой воды возрастает со средним градиентом 0,1 с/градус. Пластовые воды и буровые растворы всегда в той или иной мере минерализованы. Поэтому важно знать, как влияет содержание различных солей на ядерные магнитные свойства жидкостей (время релаксации и амплитуду ССП). Различные жидкости в зависимости от содержания протонов в единице объема, вязкости, содержания парамагнитных примесей и других факторов при одинаковых условиях измерения могут давать различный ССП. Для сопоставления сигналов от различных жидкостей целесообразно пользоваться коэффициентом, представляющим собой выраженное в процентах отношение начальной амплитуды ССП данной жидкости к начальной амплитуде ССП дистиллированной воды, взятой в том же объеме и при той же температуре. Этот коэффициент называется индексом снижения амплитуды ССП (ИСА).

Влияние солей NaCl и CaCl_2 , наиболее характерных для пластовых вод, на T_1 и амплитуду сигнала свободной прецессии может быть оценено по данным, показанным на рис. 24. Как видно, время продольной релаксации очень мало изменяется при изменении концентрации NaCl и CaCl_2 от 0 до 5%. При дальнейшем увеличении концентрации до 20—25% величина T_1 заметно снижается.

Соленость воды оказывает влияние и на величину ИСА, поскольку с увеличением концентрации солей несколько уменьша-

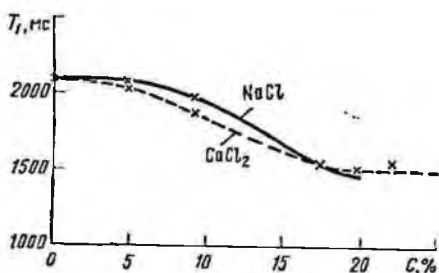


Рис. 24. Зависимость времени продольной релаксации T_1 воды от концентрации C растворенных в ней солей NaCl и CaCl_2

ется содержание водорода в единице объема. Снижение ИСА весьма мало ($\leq 1,5\%$) при концентрациях, не превышающих 5%. В этом случае влиянием солености можно практически пренебречь. Дальнейшее возрастание солености приводит к пропорциональному снижению ИСА, которое при концентрации 25% составляет 11—12%. В связи с тем, что в буровые растворы часто добавляются поверхностно-активные вещества (ПАВ), важно знать, как они влияют на ядерные магнитные свойства растворов. Присутствие ПАВ (гумматный порошок, сульфанол, КМЦ, углещелочной реагент) в той или иной мере снижает время продольной релаксации фильтрата бурового раствора. Такие реагенты, как сульфанол и КМЦ, слабо влияют на величину T_1 , тогда как гумматный порошок и углещелочной реагент влияют сильнее: при их концентрации, равной 5%, величина T_1 уменьшается от 2,6 с до 40—50 мс. Однако в фильтрате бурового раствора концентрация ПАВ не превышает долей процента, поэтому величина T_1 фильтрата снижается лишь до 1500—1800 мс. При таких концентрациях можно пренебречь и снижением ИСА.

Маловязкие углеводороды, такие, как керосин, имеют ИСА, равный 100%, а легкие нефти — 90—95% при комнатной температуре. Вязкие нефти при комнатной температуре имеют низкий ИСА (10—15%), а парафинистые нефти характеризуются

ИСА (20—25%). С повышением температуры ИСА любых нефтей возрастает до 80—95%, но не достигают 100%. Заметно изменяется при возрастании температуры и величины T_1 .

Изменение ИСА и T_1 нефти с ростом температуры объясняется в основном изменением вязкости. По мере увеличения температуры вязкость уменьшается,

что приводит к возрастанию ИСА. По-видимому, определенная часть компонент нефти, в частности битумы, сохраняет большую вязкость даже при повышенной температуре, что обуславливает низкое предельное значение ИСА для тяжелой нефти. Это также подтверждается тем, что кривая продольной релаксации вязких и парафинистых нефтей всегда состоит из двух (например, узеньская нефть) или трех (например, кирмакинская нефть) экспоненциальных компонент. Наличие нескольких компонент подтверждается также анализом огибающей сигнала свободной прецессии.

В целом для нефтей характерно снижение величины T_1 с увеличением вязкости (рис. 25), отсутствие связи T_1 с плотностью нефти [65], наличие в сырой нефти ряда компонент, характеризующихся различными T_1 . Для некоторых образцов нефти наблюдается зависимость T_1 и T_2 от напряженности релаксационного поля [63].

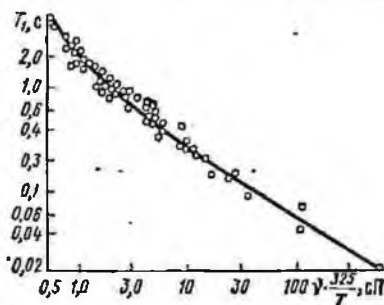


Рис. 25. Зависимость времени продольной релаксации T_1 нефти от вязкости ν

Ядерные магнитные свойства флюидов в пористой среде

Скелет горной породы не дает при ЯМК эффектов ЯМР, однако он влияет на ядерно-магнитные свойства горных пород, которые определяются не только свойствами жидкости, заполняющей поровое пространство, но и взаимодействием этой жидкости со стенками пор. По современным представлениям, жидкость, заполняющая поровое пространство пласта, рассматривается как двухфазная среда. Различают жидкость, адсорбированную на поверхности скелета, молекулы которой частично потеряли подвижность, и подвижную жидкость, заполняющую поровое пространство [6].

Ядра, расположенные вблизи поверхности, быстро релаксируют под влиянием локальных магнитных полей близлежащих малоподвижных молекул, а также благодаря наличию парамагнитных центров адсорбции на поверхности скелета. Между объемами обеих фаз происходит интенсивный обмен жидкости

благодаря диффузии. В связи с этим время релаксации жидкости, заполняющей поры, уменьшается. Выражение для T_1 жидкости, насыщающей однородную пористую среду, имеет вид

$$1/T_1 = 1/T_{1ж} + r_d, \quad (46)$$

где $T_{1ж}$ — время продольной релаксации жидкости в неограниченном объеме; r_d — вклад во время релаксации жидкости, вносимый поверхностью пор.

Величина r_d определяется выражением [62, 67]:

$$r_d = \frac{V_s}{V_{ж}} \frac{1}{T_{1s} + \tau_{ср}}, \quad (47)$$

где V_s — объем жидкости, адсорбированной на поверхности пор; T_{1s} — время релаксации жидкости, связанной поверхностью пор; $\tau_{ср}$ — среднее время жизни молекул в этом объеме; $V_{ж}$ — объем жидкости, достаточно удаленной от поверхности пор и способной свободно перемещаться в порах при наличии градиента давления.

Уравнения (46) и (47) справедливы при следующих допущениях: 1) $V_s \ll V_{ж}$; 2) диаметр пор меньше диффузной длины, т. е. $d_{пор} < \sqrt{DT_1}$, где D — коэффициент диффузии. Для воды при 20°C $D = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ и $\sqrt{DT_1} < 0,6 \text{ мм}$.

В зависимости от природы жидкости величина r_d для одной и той же пористой среды различна. Так, для нефтей характерно слабое влияние поверхности ($T_1 \approx T_{1ж}$), а для воды — сильное при гидрофильной поверхности ($T_1 \approx 1/r_d$) и слабое при гидрофобной (например, в случае покрытия поверхности асфальте-нами).

В пористых средах величина T_1 зависит от напряженности поля, в котором происходит релаксация. Величина r_d для кварцевого песка со средним диаметром зерен 0,06 мм при температуре 100°C в магнитных полях 0,6; 36; 75 и 1500 Гц соответственно составляет 0,66; 0,29; 0,24; $0,24 \text{ с}^{-1}$ [57]. Для того же песка при $H = 0,6 \text{ Гс}$ при температурах 1,5; 20; 51; 100°C величина r_d соответственно составляет 0,47; 0,6; 0,66 и $0,66 \text{ с}^{-1}$. Как видно, в диапазоне магнитных полей 75 — 1500 Гс и температур 50 — 100°C релаксация не зависит от температуры объекта и напряженности магнитного поля, в котором происходит релаксация.

Если жидкость (вода, нефть) не смачивает стенок пор, то изменения температуры магнитного поля влияют на релаксацию протонов в ней так, как если бы она находилась в свободном объеме. Если породу обработать так, чтобы нефть смачивала поверхность скелета, то появляется зависимость релаксации нефти от величины магнитного поля; величина r_d уменьшается в 12 раз, когда H увеличивается от 5 до 200 Гс [58, 64]. Это указывает на наличие прочно связанной со скелетом нефти.

В табл. 4 приведены значения времени T_1 воды в гидрофильных песчаниках в слабом (0,5 Гс) и сильном (300 Гс) полях.

Таблица 4

Размер зерен песчаника, мм	Время продольной релаксации (в с) при	
	$H=0,5$ Гс	$H=300$ Гс
0,1	0,4	0,8
0,2	0,75	1,3
0,5—1	1,2	1,7

Время поперечной релаксации T_2 протонов жидкости в свободном объеме обычно близко к T_1 . Характер изменения величины T_2 аналогичен характеру изменения величины T_1 . Однако влияние поверхности пор на T_2 сильнее, чем на T_1 . Поэтому время поперечной релаксации в поровом пространстве всегда меньше, чем время продольной релаксации. Время T_2 зависит от тех же факторов, что и время T_1 , но в отличие от T_1 уменьшается по мере увеличения неоднородности магнитного поля, в котором происходит свободная прецессия (T_1 от неоднородности поля не зависит). Поэтому в реальных условиях эксперимента — в скважине, лаборатории — значение наблюдаемого T_2 намного меньше того, которое имело бы место при идеально однородном поле.

Связь ядерных магнитных и коллекторских свойств горных пород

При прочих равных условиях величина T_1 породы уменьшается с увеличением отношения $V_a/V_{ж}$, которое тесно связано с удельной поверхностью образца. Поэтому, если поровое пространство горной породы подразделяется по размерам пор на несколько градаций, то данная порода будет характеризоваться таким же числом градаций величины T_1 . Многокомпонентность T_1 в ряде случаев может быть установлена по характеру зависимости относительной амплитуды ССП от времени поляризации t_D или времени действия остаточного тока t_{oc} . Эта зависимость называется функцией продольной релаксации и определяется выбранным режимом измерения T_1 .

В пористой среде, характеризующейся порами одинакового размера, несмотря на наличие связанной воды, функция продольной релаксации является однокомпонентной. Влияние пристеночного слоя благодаря интенсивному обмену молекулами между различными областями пор приводит только к уменьшению T_1 свободной жидкости. Диффузия молекул приводит

к усреднению релаксационных свойств слоев, находящихся на различном расстоянии от стенки поры, благодаря чему жидкость, насыщающая пору, характеризуется одним T_1 . В этом случае функция продольной релаксации представляет собой экспоненту с постоянной затухания, равной T_1 , которая в полулогарифмическом масштабе имеет вид прямой (рис. 26, а). Для пород,

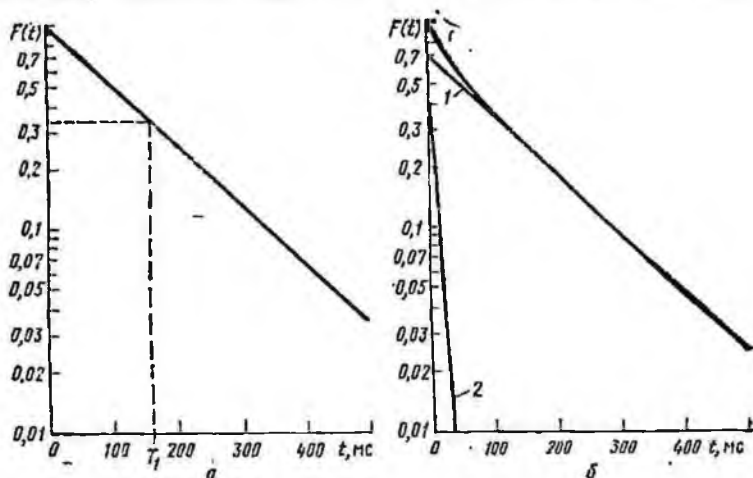


Рис. 26. Функции продольной релаксации.
компоненты: а — одна, б — две, 1 — долгоживущая, 2 — короткоживущая

содержащих поры разных размеров, функция продольной релаксации представляет собой сумму экспонент с различными T_1 , плотность распределения которых определяется плотностью распределения пор по размерам. В этом случае функция продольной релаксации

$$F(t) = \sum_{i=1}^n S_i e^{-\frac{t}{T_{1i}}}, \quad (48)$$

где S_i — доля порового пространства, характеризующаяся временем продольной релаксации T_1 (рис. 26, б).

С уменьшением содержания свободной воды (увеличением отношения $V_s/V_{ж}$) время T_1 породы уменьшается до значения, характерного для связанной воды. В силу того, что времена T_1 и T_2 связанной воды весьма малы, регистрация ССП или СЭ от нее в поле Земли практически невозможна. Увеличение отношения поверхности пор к их объему s/V приводит одновременно к ухудшению коллекторских свойств породы — к снижению ее эффективной пористости и проницаемости.

Ввиду наличия предельных значений T_1 и T_2 , ниже которых

ССП и ССЭ в поле Земли не регистрируются, существует такое предельное отношение $V_n/V_{ж}$, что поровое пространство, характеризующееся большими значениями этого отношения, уже не вносит вклада в измеряемый ССП. Предельные значения T_1 и T_2 составляют примерно 15 мс [74]. Этому значению соответствует поровое пространство с таким отношением $V_n/V_{ж}$, что вытеснение воды из него может осуществляться при очень больших давлениях, которые характерны для неколлекторов. Отсюда следует, что сигналы, регистрируемые при ЯМК, определяются только той частью насыщающего породу флюида, который способен перемещаться под действием существующих в коллекторах перепадов давлений. Для характеристики амплитуды ССП при ЯМК используется индекс свободного флюида (ИСФ), который представляет собой отношение наблюдаемой при ЯМК начальной амплитуды ССП к начальной амплитуде ССП дистиллированной воды в свободном объеме, равном объему образца породы. При режиме измерений, принятом в ЯМК (мертвое время 15—30 мс), ИСФ соответствует отношению чисел протонов, свободного флюида, содержащихся в одинаковых объемах породы и дистиллированной воды. Для горной породы, насыщенной пресной водой, ИСФ соответствует доле объема, занятой в породе свободным флюидом. Соответствие нарушается для пород, насыщенных сильно минерализованной водой, вязкой нефтью или газом, пропорционально различию ИСА этих флюидов и дистиллированной воды.

Времена релаксации T_1 , T_2 и ИСФ горных пород тесно связаны с их коллекторскими свойствами. Известно, что капилляриметрический метод дает наиболее правильные данные о соотношении свободной и связанной воды в породе. Поэтому при сопоставлении амплитуды ССП и ССЭ с количеством свободного флюида в образце применяется капилляриметрический метод с использованием обычного давления вытеснения [69, 71].

Для ряда образцов пород различного типа были выполнены лабораторные исследования и построены зависимости ИСФ от коэффициента объемной водонасыщенности образца w_n , которая изменялась различными способами: высушиванием, вытеснением воды азотом и вытеснением воды вязкой фторорганической жидкостью. Во всех случаях зависимость ИСФ от w_n имела вид прямой с угловым коэффициентом, близким к единице (рис. 27). Отрезок, отсекаемый на оси абсцисс прямой $ИСФ = f(w_n)$, соответствует объемной водонасыщенности, не вносящей вклада в измеряемый ИСФ, т. е. связанной воде. Различное содержание глинистого материала в образце не изменяет вида зависимости $ИСФ = f(w_n)$, а лишь смещает значение w_n , соответствующее связанной воде. Соответствие величин, отсекаемой от оси абсцисс зависимостью $ИСФ = f(w_n)$, объемному содержанию связанной воды подтверждается при сопоставлении оценок $w_{св}$, полученных путем изотермического высуши-

вания образца и по зависимости $ИСФ = f(w_v)$; они совпадают достаточно точно (16,7%, 16,3%).

Приведенные данные указывают на то, что, имея зависимость

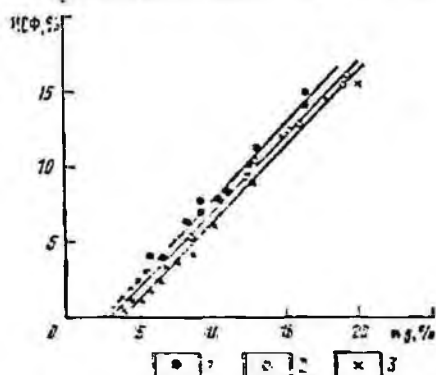


Рис. 27. Зависимость ИСФ различных образцов от их объемной влажности.

1 — высушивание в термостате; 2 — изотермическое высушивание; 3 — вытеснение азотом

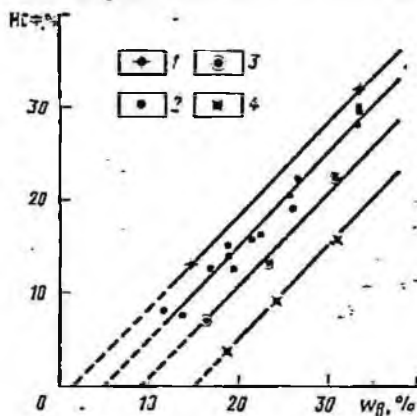


Рис. 28. Зависимость ИСФ образца от его объемной влажности при различном состоянии поверхности зерен породы и различном содержании глины.

1 — образец с гидрофобной поверхностью, 2—4 — образцы с гидрофильной поверхностью и содержанием глины соответственно 0, 20 и 40 г

ИСФ от объемной водонасыщенности, представляется возможным приближенно оценить коэффициент связанной водонасыщенности, не измеряя общей пористости образца. С другой стороны, тот же коэффициент может быть определен как разность открытой пористости и индекса свободного флюида.

Изменение глинистости породы, как и гидрофобизация ее скелета, влияют на ИСФ в той мере, в какой они приводят к изменению содержания связанной воды. Это иллюстрируется зависимостями $ИСФ = f(w_v)$ для образцов с различным содержанием глины, а также для гидрофобизированного образца, приведенными на рис. 28. Видно, что с увеличением глинистости зависимости $ИСФ = f(w_v)$ смещаются вправо, не изменяя наклона, соответственно возрастанию содержания связанной воды. При гидрофобизации скелета происходит такое же смещение зависимости, но влево, что соответствует уменьшению содержания воды.

С уменьшением объемной водонасыщенности одновременно со снижением

ИСФ уменьшается и время продольной релаксации в сильном и слабом полях, а также и кажущееся время поперечной релаксации (рис. 29). Все полученные эксперимен-

тальные зависимости ИСФ от w_b , независимо от способа изменения w_b , линейны и имеют угловые коэффициенты, отличающиеся от единицы не более чем на 5% (среднее значение по всем зависимостям 1,016). Коэффициенты корреляции этих зависимостей лежат в пределах 0,95—0,99. Разброс в величинах угловых коэффициентов лежит в пределах ошибок измерений, так же как и отклонение его от единицы. Это указывает на то, что измеренный ИСФ зависит от содержания свободной жидкости в поровом пространстве горной породы и не зависит (или слабо зависит) от ряда факторов, связанных с коллекторскими свойствами породы — ее глинистостью, удельной поверхностью, степенью гидрофильности или гидрофобности, и от способа вытеснения свободной воды из образца. Отсюда следует, что для определения ИСФ водонасыщенного образца по данным ядерно-магнитных исследований не требуется априорных сведений об исследуемых горных породах и построения корреляционных связей ИСФ с другими параметрами.

Для водонасыщенных коллекторов, не имеющих замкнутых каверн, справедливо равенство общей и открытой пористости или равенство открытой пористости сумме объемного содержания связанной воды и эффективной пористости. Так как на величину ИСФ не влияет связанная вода, то в рассматриваемом случае индекс свободного флюида может быть отождествлен с коэффициентом эффективной пористости.

В случае, когда коллектор содержит замкнутые поры, ИСФ превышает коэффициент эффективной пористости. Для объектов этого типа эффективная пористость может быть определена по формуле:

$$k_{п.эф} = \text{ИСФ} - (k_n - k_{п.о}), \quad (49)$$

где $k_{п.о}$ — коэффициент открытой пористости, k_n — коэффициент общей пористости.

Так как регистрируемые при ЯМК величины параметров определяются только количеством свободного флюида, способным

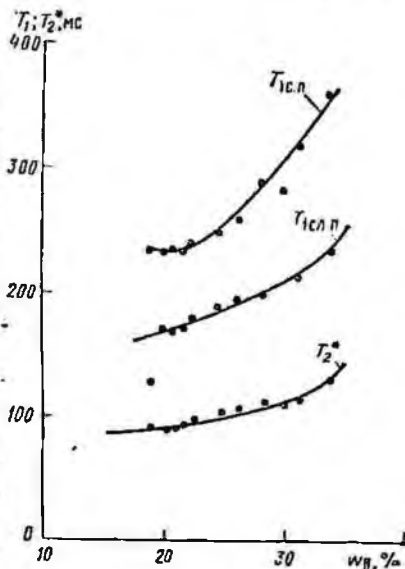


Рис. 29. Зависимость времени продольной релаксации T_1 в сильном и слабом полях и кажущегося времени поперечной релаксации T_2^* от объемной влажности образца w_b .

перемещаться в коллекторе под действием перепада давления, целесообразно оценить коэффициент проницаемости по ядерно-магнитным параметрам пород T_1 и ИСФ [38, 62, 72, 74]. На основе уравнения Козенн — Кармана получено выражение для коэффициента проницаемости [72]

$$k_{np} = A ИСФ \left(\frac{T_1 T_{1ж}}{T_{1ж} - T_1} \right)^2, \quad (50)$$

$$A = (hr_s)^2 / T_{10}, \quad (51)$$

где h — толщина пленки связанной воды; T_K — извилистость поровых каналов, приблизительно равная 5; $r_s = 1/T_{1s} + \tau_c$ — скорость релаксации протона на поверхности скелета поры.

Выражения (50) и (51) получены в предположении, что проницаемость контролируется количеством свободной жидкости с большим временем T_1 и что пристеночная жидкость с малым временем T_1 в движении не участвует, а сигнал от нее не регистрируется аппаратурой ЯМР с мертвым временем ~ 40 мс.

Получены также более сложные выражения [62, 74], согласно которым жидкость в порах породы подразделяется на три фазы $f_1 - f_3$, характеризующиеся своими значениями T_{1i} , и эти фазы участвуют в потоке фильтрующейся жидкости обратно пропорционально характерным для них отношением S_i/V_i .

Общее выражение имеет вид:

$$k_{np} = A_3 (\alpha_3)^{a_3}, \quad (52)$$

$$\alpha_3 = f_1 \left(\frac{T_{11} T_{1ж}}{T_{1ж} - T_{11}} \right)^2 + f_2 \left(\frac{T_{12} T_{1ж}}{T_{1ж} - T_{12}} \right)^2 + f_3 \left(\frac{T_{13} T_{1ж}}{T_{1ж} - T_{13}} \right)^2, \quad (53)$$

где A_3 и a_3 — эмпирические константы.

Выражения (52) и (53) пригодны для практического использования лишь в случае, когда гидрофильность поверхности скелета и текстура породы не изменяются в пределах месторождения, поскольку параметры A_3 и a_3 определяются эмпирически. Однако на практике величина коэффициента A_3 обычно изменяется в широких пределах, в связи с чем использование формулы затруднено. В работе [69] предложена лишенная этих ограничений формула для определения коэффициента проницаемости, основанная на сопоставлении ИСФ с открытой и эффективной пористостью и на использовании эмпирически определяемых коэффициентов β_3 и b_3 :

$$k_{np} = B_3 (\beta_3)^{b_3}. \quad (54)$$

Обычно используются палетки, составленные по формуле

$$\beta_3 = \frac{k_n^{1.4}}{10^4 \left(1 - \frac{ИСФ}{k_n} \right)^2} \quad (55)$$

с применением эмпирических коэффициентов B_3 и b_3 , определенных для каждого из исследуемых типов пород [38, 74].

Глава V

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задачей геофизической интерпретации результатов ядерного магнитного каротажа является переход от результатов измерения, выполненных в скважинах, к величинам ИСФ и времени продольной релаксации T_1 , характеризующим пересеченные скважиной пласты.

Решение этой задачи возможно на базе теоретического анализа зонда ЯМК и при условии, что измерения в скважине выполнены в соответствии с оптимальной методикой скважинных исследований. Поэтому проведение скважинных исследований и геофизическую интерпретацию полученных результатов следует рассматривать как единый информационно-измерительный процесс.

Методика проведения ЯМК

Эталонирование аппаратуры ЯМК. При эталонировании прибор ЯМК помещается в эталонировочное устройство, расположенное вертикально, так как в противном случае пришлось бы учитывать ориентацию эталонировочного устройства относительно магнитного поля Земли. Эталонирование начинается с настройки аппаратуры на частоту прецессии, которая осуществляется следующим образом: наблюдается сигнал свободной прецессии и его частота сравнивается с частотой звукового генератора (ЗГ), которая регулируется до совпадения с частотой ССП. Затем сигнал от ЗГ подается последовательно на все резонансные контуры аппаратуры ЯМК, точная настройка которых осуществляется путем подбора соответствующих емкостей. При настройке на частоту вблизи эталонировочного устройства не должно быть ферромагнитных масс, которые могли бы исказить напряженность магнитного поля Земли в точке измерения.

В условиях скважины частота прецессии в некоторых случаях может отличаться от величины, наблюдаемой на дневной поверхности, поэтому настройка на частоту прецессии проверяется в скважине по ССП от пласта с большим ИСФ или от контрольного датчика прибора ЯМК. Поскольку частота пре-

цессии в скважине может изменяться вследствие изменения напряженности поля Земли по стволу скважины, то проверку настройки на частоту целесообразно начать с контроля магнитной обстановки в скважине. Для этого в интервале измерения проводится запись кривой ССП от контрольного датчика прибора ЯМК. По этой кривой можно судить об интервалах с сильно измененной по сравнению с другими напряженностью магнитного поля. Такие интервалы отличаются сильным уменьшением амплитуды ССП или ее полным исчезновением и непригодны для настройки на частоту. После этого прибор располагается вне указанных интервалов и проверяется настройка на частоту. Если частота прецессии в скважине отличается от частоты на дневной поверхности больше чем на 5 Гц, то прибор должен быть перестроен на фактическую частоту прецессии в скважине.

Количественная интерпретация результатов ЯМК предусматривает определение ИСФ. Это может быть осуществлено путем сопоставления величины ССП, зарегистрированного в пласте, с ССП, полученным от эталонирующего устройства. При этом требуется учитывать все факторы, влияние которых может изменяться при переходе от измерений в эталонировочном устройстве к измерению в скважине, а также в процессе исследования скважины.

Эталонирование аппаратуры ЯМК позволяет установить масштаб кривых ЯМК в единицах ИСФ_н. Понятие кажущегося ИСФ аналогично применяющемуся в промысловой геофизике понятию кажущегося удельного сопротивления и может служить для определения истинного значения ИСФ пласта путем проведения соответствующей интерпретационной процедуры, а также для ориентировочной предварительной оценки ИСФ.

Установка масштаба записи m в единицах ИСФ (%/см) обеспечивается путем такой регулировки пишущего устройства канала U_1 при помещении прибора ЯМК в эталонирующее устройство, при которой отклонение I_{10} (в см) пишущего устройства определяется выражением

$$I_{10} = \frac{100}{m} \frac{K_{y,z}}{K_{y,c}}, \quad (56)$$

где $K_{y,z}$ и $K_{y,c}$ — коэффициенты усиления при эталонировании и измерении в скважине.

Для получения удобных и стандартизированных масштабов $K_{y,c}$ должно превосходить $K_{y,z}$ в 2,5 или 5 раз.

Запись кривых ЯМК. При записи кривых должен быть обеспечен оптимальный режим измерения, а именно, необходимые времена поляризации, времена измерения и интегрирования, а также скорость перемещения прибора по стволу скважины. Времена измерения t_1 , t_2 и t_3 устанавливаются в зависимости от характерного для исследуемого разреза кажущегося времени по-

перечной релаксации так, чтобы обеспечить минимум ошибки при переходе от измеренных U_1 , U_2 и U_3 к начальной амплитуде U_0 . Соответственно величинам T_2^* выбирается и время интегрирования.

Скорость движения прибора ЯМК не должна превышать 250 м/ч. Более высокая скорость допустима только при обзорных измерениях. Запись кривых ЯМК производится со скоростью, при которой на интервале длины зонда осуществляется измерение ССП в трех — пяти точках. Величина скорости ограничивается требуемым временем поляризации, которое должно быть таким, чтобы выдерживалось условие $t_p > 3T_1$. Если для исследуемого разреза неизвестна величина T_1 , то до начала измерения необходимо провести ее экспрессную оценку в режиме каротажа II.

Если ЯМК производится с целью определения ИСФ, то записываются кривые U_1 , U_2 , U_3 и U_0 . Если же ЯМК производится для выделения коллекторов, характеризующихся низкой эффективной пористостью, то для снижения влияния помех необходимо записывать одну кривую U_2 в режиме максимального времени интегрирования и с пониженной скоростью каротажа (120—200 м/ч).

Определение времени T_1 может быть осуществлено наиболее точно при установке прибора на заданной глубине и измерении амплитуд ССП при различных временах поляризации (измерение T_1 в сильном поле) или различных временах действия остаточного тока (измерение T_1 в слабом поле). Менее точным способом вследствие трудности соблюдения постоянного теплового режима прибора в процессе измерения является последовательная запись на изучаемом интервале ряда кривых при различных временах поляризации. Этот способ целесообразно применять при необходимости получения непрерывной характеристики разреза или в случаях опасности прихвата прибора в скважине.

Выполнение перечисленных операций является необходимым условием получения кривых ЯМК, пригодных для интерпретации.

Обработка результатов исследований с целью определения ИСФ пластов

Контроль качества кривых. Обработка результатов ЯМК начинается с проверки их качества. Контроль качества включает оценку уровней собственных шумов аппаратуры и помех, возникающих при измерении. Уровень шумов оценивается по средней величине отклонений кривой от нуля, записанных при выключении тока поляризации. Уровень помех определяется по величине отклонений кривой, записанных при нор-

мальном режиме работы аппаратуры против пластов, заведомо не являющихся коллектором.

Сравнение уровней шумов и помех позволяет оценить правильность работы аппаратуры. Как показывает опыт, если это отношение не превышает 2, то уровень помех считается допустимым и принимается за уровень начала отсчета значимых аномалий кривых ЯМК. В противном случае качество кривых ЯМК считается неудовлетворительным, и они не используются для количественных определений.

Для оценки погрешностей измерений, проявляющихся при значительной амплитуде сигнала, необходимо сопоставить кривые, записанные последовательно в одном и том же интервале. Уровень погрешности измеряемого сигнала может быть оценен следующими выражениями [16]:

$$\delta_{\text{ср}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n 2 \cdot \frac{|U'_{1i} - U''_{1i}|}{|U'_{1i} + U''_{1i}|}, \quad (57)$$

$$\sigma_{\delta} = \left[\sum_{i=1}^n \frac{\delta_{\text{ср}}^2 - 4 \left(\frac{U'_{1i} - U''_{1i}}{U'_{1i} + U''_{1i}} \right)^2}{n} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (58)$$

где U'_{1i} и U''_{1i} — значения U_1 первой и второй кривых, соответствующие одной и той же глубине; $\delta_{\text{ср}}$ и σ_{δ} — среднее значение и среднеквадратическое отклонение относительной погрешности ССП; n — числа сопоставляемых измерений.

Величина $\delta_{\text{ср}}$ связана с систематическим изменением параметров аппаратуры в процессе измерения, а σ_{δ} — со случайными их изменениями. Если σ_{δ} превышает 10% от $\delta_{\text{ср}}$, использовать кривые ЯМК для количественных определений нецелесообразно.

Выделение пластов. На кривой ЯМК пласту-коллектору или группе таких пластов соответствует интервал глубин, в пределах которого индекс свободного флюида отличается от нуля. Выделение таких интервалов не представляет сложности, когда ИСФ достаточно велик и соответствующая аномалия на кривой ЯМК четко выделяется на фоне помех. Более сложен случай, когда аномалии соизмеримы по величине с помехами и за пласт может быть ошибочно принят интервал, где имело место флуктуационное возрастание помехи. Анализ показывает, что аномалии, характеризующиеся отношением сигнал/помеха, равным 1,5 или менее, не могут быть четко выявлены на кривой ЯМК, если при ЯМК не были применены специальные приемы записи кривых и их последующего контроля, например много-

кратная запись кривых ЯМК. В связи с этим на первом этапе обработки кривых ЯМК определяется уровень помех.

Уровень помех определяется по отклонению кривой ЯМК от нулевой линии в интервале разреза, где отсутствуют пласты-коллекторы. Это отклонение является минимальным и против всех пластов-неколлекторов смещено одинаково относительно нулевой линии кривой ЯМК. При стабильной работе аппаратуры уровень помех не изменяется по стволу скважины и легко может быть определен по кривой ЯМК, когда интервал измерения составляет, по крайней мере, 150—200 м. При меньших интервалах измерения или когда пласты-неколлекторы сосредоточены лишь в одной части интервала, уровень помех устанавливается по минимальным отклонениям кривой ЯМК в той части интервала, где по геологическим и геофизическим данным заведомо отсутствуют пласты-коллекторы. Если аномалия характеризуется отношением сигнал/помеха, меньшим 1,5, то выполняется ряд повторных измерений одной из кривых, обычно U_2 с максимальным временем интегрирования 80 мс для аппаратуры АЯМК-1. Результаты повторных измерений усредняются, определяются ординаты $U_{2\text{ср}}$ осредненной кривой и оценивается дисперсия σ_{U_2} этих ординат [16]:

$$U_{2\text{ср}} = \sum_{j=1}^m \frac{U_{ij}}{m}, \quad (59)$$

$$\sigma_{U_{2\text{ср}}} = \left[\frac{1}{m(m-1)} \sum_{j=1}^m (U_{ij} - U_{2\text{ср}})^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (60)$$

где U_i — ордината j -й кривой U_2 в i -й точке; m — число осредняемых кривых.

Если на осредненной кривой имеются участки, на которых отклонения кривой от нулевой линии превышают вероятную величину среднеквадратического отклонения осредненной кривой, то эти участки соответствуют пластам-коллекторам.

Определение границ пластов. Границы одиночного однородного пласта соответствуют точкам, в которых ординаты равны полусумме ординат против средней части аномалии и вмещающих пород. Поскольку интервал монотонного изменения ординат при переходе от вмещающих пород к пласту или, наоборот, от пласта к вмещающим породам равен длине зонда, то точка, в которой отбывается граница пласта, находится на расстоянии половины длины зонда от начала аномалии.

Определение границ неоднородных пластов, представленных частым чередованием прослоев с различным ИСФ, требует в первую очередь установления критерия для объединения нескольких прослоев в единый пласт, которому должны быть

приписаны значения ИСФ_н. Критерий объединения прослоев в единый пласт базируется на следующих соображениях. Независимо от соотношения мощности прослоев и длины зонда, осредненное на интервале измерения значение амплитуды всегда соответствует средневзвешенному на том же интервале значению ИСФ. Это положение снимает любые ограничения на объединение и последующее совместное рассмотрение нескольких пластов или прослоев, если по каким-либо соображениям их целесообразно представить как единый пласт. Наоборот, выделение отдельных прослоев из смежных для последующего их рассмотрения в качестве самостоятельных пластов ограничено возможностью надежного считывания ИСФ_н для этих прослоев и введения поправки на влияние ограниченной мощности и вмещающих пород.

Как было показано выше, на величину ИСФ_н пласта мощностью менее длины зонда существенно влияет ИСФ вмещающих пород. Это влияние тем больше, чем больше контраст ИСФ пласта и вмещающих пород и чем меньше мощность пласта. При $H/l \leq 0,75$ и $1,5 < \frac{ИСФ_n}{ИСФ_{вн}} < 0,75$ поправка составляет десятки процентов, а определение поправочного коэффициента связано со значительными погрешностями, обусловленными неточностью отбивки границ маломощных прослоев и считывания значений ИСФ_н. Последнее обстоятельство связано с тем, что помехи, действующие при измерении, искажают среднее значение амплитуды аномалии против пласта и положение его границ с тем большей вероятностью, чем меньше мощность пласта.

Приведенные соображения, а также анализ большого числа кривых ЯМК в неоднородных пластах и сопоставление их с кривыми других методов, обладающих высокой вертикальной разрешающей способностью, позволил сформулировать следующие правила выделения пластов по кривым ЯМК в разрезах с неоднородными коллекторами. Если в пределах выделенного интервала ИСФ_н изменяется не более чем на 10% или при большем изменении ИСФ_н мощности, соответствующие отдельным аномалиям, не превышают 1,5 м, то интервал можно считать однородным и выделять как единый пласт. Аномалии протяженностью более 1,5 м выделяются как самостоятельные пласты, если ИСФ_н этих аномалий отличается более чем на 10% относительно среднего значения ИСФ_н смежных аномалий. Аномалии протяженностью менее 1,5 м рассматриваются как самостоятельные пласты только в случаях, когда они расположены отдельно.

Считывание характерных значений. Необходимым требованием корректного определения характерного значения ИСФ_н является учет степени однородности пласта и отношения амплитуды аномалии к уровню шумов. Для одиночных однород-

ных пластов характерным значением ИСФ_н является амплитуда аномалии против середины пласта. При мощности одиночного пласта, меньшей длины зонда, должна быть введена поправка на ограниченную мощность. Для неоднородных пластов, состоящих из чередующихся прослоев, в качестве характерного значения принимается среднее значение ИСФ_н, вычисленное для части пласта, удаленной от его кровли и подошвы на половину длины зонда.

Учет влияния помех при считывании характерных значений ИСФ_н осуществляется следующим образом. При отношении сигнал/помеха, большем 2,5, влиянием помех можно пренебречь и отсчет ИСФ_н вести от нулевой линии кривой. При величине отношения 1,5—2,5 из ИСФ_н, отсчитанного от нулевой линии, необходимо вычесть поправку, численно равную половине отклонения уровня помех от нулевой линии. При отношении сигнал/помеха, меньшем 1,5, считывание характерных значений по пласту не производится.

Определение ИСФ

Если условия измерения и эталонирования идентичны, то ИСФ равен отношению начальных амплитуд сигналов свободной прецессии, полученных при измерении в скважине и в эталоне. В действительности условия измерения и эталонирования могут не быть идентичными. Тогда для определения ИСФ пласта необходимо ввести поправки, обеспечивающие приведение результатов этих операций к идентичным условиям:

$$\text{ИСФ} = \frac{U_{\text{оп}}}{U_{\text{э}}}, \quad (61)$$

где $U_{\text{оп}}$ и $U_{\text{э}}$ — начальные амплитуды ССП против пласта и в эталоне; $\xi_{\text{э}}$ и $\xi_{\text{п}}$ — поправки в эталоне и в исследуемом пласте.

Когда кривые ЯМК записаны в масштабе кажущегося ИСФ, определение начальных амплитуд не обязательно и формула (61) принимает следующий вид:

$$\text{ИСФ} = \text{ИСФ}_n \frac{\xi_{\text{э}}}{\xi_{\text{п}}}. \quad (62)$$

Поправки $\xi_{\text{э}}$ и $\xi_{\text{п}}$, входящие в (62), представляют собой произведения поправок, учитывающих геометрические факторы, режим измерения и условия измерения:

$$\xi_{\text{п}} = I_{\text{п}} G_{\text{п}} \xi_{\text{тп}} \xi_{\text{тэ}} \xi_{\text{тс}} Q_{\text{п}} \xi_{\text{пз}}, \quad (63)$$

$$\xi_{\text{э}} = I_{\text{э}} G_{\text{э}} \xi_{\text{тп}} \xi_{\text{тэ}} \xi_{\text{тс}} Q_{\text{э}} \xi_{\text{эз}}, \quad (64)$$

где I_n , I_0 — величина тока поляризации при измерении в скважине и эталонировании; G_n , G_0 — геометрический фактор, учитывающий условия измерения при измерении в скважине и эталонировании; ξ_v — поправка за скорость при каротаже; ξ_{t_n} — поправка за время действия тока поляризации; $\xi_{t_{oc}}$ — поправка за время действия остаточного тока; $\xi_{t_{n,3}}$, ξ_{t_3} — поправка за температуру промытой зоны пласта при каротаже и температуру жидкости при эталонировании; Q_n , Q_0 — добротность катушки зонда при каротаже и эталонировании; ξ_{β_n} , ξ_{β_0} — поправки за угол при каротаже и эталонировании.

Учет геометрических факторов. Диаметры зонда и скважины и их взаимное расположение учитываются путем введения геометрических факторов, величина которых зависит от остаточного тока. По этой формуле рассчитаны палетки для учета геометрических факторов для различных диаметров скважины и прибора и различных значений остаточного тока, показанные на рис. 20. Для удобства обращения с палетками и сокращения их числа диаметр скважины и толщина глинистой корки даются в относительных величинах — в долях диаметра датчика. Диаметр скважины определяется по данным кавернометрии, а толщина глинистой корки — либо по результатам непосредственного измерения коркомером, либо как разность номинального и фактического диаметров скважины.

Поправка за угол β по формуле определяется:

$$\xi_{\beta} = 1 - 0,5 \sin^2 \beta = 0,5 (1 + \cos^2 \beta), \quad (65)$$

где

$$\cos \beta = \cos \alpha \sin \gamma + \sin \alpha \cos \gamma \cos \varphi; \quad (66)$$

γ — магнитное наклонение; α — угол наклона скважины; φ — азимут искривления скважины.

Для определения ξ_{β} служит номограмма, позволяющая по величинам γ , α и φ определить угол β или непосредственно коэффициент ξ_{β} . Для вычисления ξ_{β} могут быть использованы результаты инклинометрии скважины. Так как измерение параметров искривления скважин осуществляется дискретно с большим шагом по глубине, данные инклинометрии для промежуточных интервалов приходится определять путем интерполирования [21].

Учет ограниченной мощности пласта необходим, лишь если она не превышает длины зонда. Поэтому в большинстве случаев поправки вводить не требуется.

Учет режима измерений. Режим измерений сильно влияет на ИСФ вследствие неоднородности релаксационных характеристик пород и жидкости эталона, а также вследствие того, что измерения производятся при перемещении прибора, а эталонирование — при неподвижном приборе.

учет поправок за скорость измерений, время поляризации и время действия остаточного тока обязателен. В отличие от этих поправок время измерения и время интегрирования фиксированы и одинаковы при измерении и эталонировании. Поэтому эти поправки при определении ИСФ можно не учитывать.

Ниже приводятся формулы для определения поправок за скорость каротажа, соответствующие случаям, когда произведение скорости каротажа v на время поляризации t_n больше или равно длине зонда l_3 и когда оно меньше длины зонда [29].

Если $vt_n > l_3$, то

$$\xi_v = \frac{1 - e^{-\frac{t_n}{T_{ic,n}}}}{1 - \frac{vT_{ic,n}}{l_3} \left(1 - e^{-\frac{t_n}{vT_{ic,n}}} \right)} \quad (67)$$

Если $vt_n < l_3$, то

$$\xi_v = \frac{1 - e^{-\frac{t_n}{T_{ic,n}}}}{1 - \frac{T_{ic,n}v}{l_3} - \frac{l_3 - v(t_n - T_{ic,n})}{l_3} e^{-\frac{t_n}{T_{ic,n}}}} \quad (68)$$

где $T_{ic,n}$ — время продольной релаксации в сильном поле.

Анализ (67) показывает, что при малых скоростях, когда $vT_{ic,n}/l_3 < 0,1$ и $t_n/T_{ic,n} < 2$, поправки очень мало отличаются от единицы и вводить их не обязательно. Для условий эталонирования эта поправка всегда равна единице. При больших отношениях $t_n/T_{ic,n}$ зависимость ξ_v от него становится несущественной. В то же время параметр $vT_{ic,n}/l_3$, зависящий от скорости измерения, сильно влияет на величину поправки во всем диапазоне ее изменения. При обычных условиях измерения: $v=200$ м/ч, $t_n=1$ с, $l_3=0,8$ м и $T_{ic,n}=300$ мс; величина поправки ξ_v близка к единице ($\xi_v=1,01-1,02$) и может не вводиться.

Поправки за время поляризации и время действия остаточного тока определяются из следующих выражений:

$$\xi_{t_n} = (1 - e^{-t_n/T_{ic,n}}); \quad (69)$$

$$\xi_{i_{oc}} = e^{-i_{oc}/T_{ic,n}}(1 - k) + k, \quad (70)$$

где $T_{ic,n}$ — время продольной релаксации в слабом поле; k — отношение остаточного тока к току поляризации.

Поправки ξ_{t_n} и $\xi_{i_{oc}}$ сильно зависят от выбранного режима измерения и при определенных условиях достигают значитель-

ных величин. С другой стороны, при величине отношения $t_n/T_{1c.n} \geq 4$ величина ξ_{t_n} практически равна единице ($\xi_{t_n} = 0,98$). Аналогично при отношении $t_{oc}/T_{1c.n} = 0,03 \div 0,04$ коэффициент $\xi_{t_{oc}}$ близок к единице ($\xi_{t_{oc}} = 0,97$). При этих условиях измерения введение поправок, учитывающих режим поляризации, мало влияет на результат.

При эталонировании коэффициент $\xi_{t_{oc}}$ можно не учитывать, однако коэффициент ξ_{t_n} может оказаться весьма большим, поскольку эталонировочная жидкость (пресная вода) характеризуется большим временем продольной релаксации ($T_1 = 2-2,5$ с). Если в качестве эталонировочной жидкости использовать воду с добавлением в нее парамагнитных соединений, понижающих время продольной релаксации до величины, близкой к тем, которыми характеризуются породы, то поправки ξ_{t_n} и $\xi_{t_{oc}}$ для условий измерения и эталонирования будут близки, их отношение будет отличаться от единицы не более чем на 1—1,5%, и вводить их с целью учета режима поляризации не требуется.

Учет условий измерений. Изменение температуры двояко влияет на результаты ЯМК. Во-первых, с ростом температуры уменьшается ядерная магнитная восприимчивость. Во-вторых, изменяются параметры измерительной схемы. Температурный коэффициент ядерной магнитной восприимчивости определяется по формуле

$$\xi_{t_{n,z}} = 1/273 + t_{n,z}, \quad (71)$$

где $t_{n,z}$ — температура промытой зоны пласта, °C.

Так как температуры при каротаже и эталонировании сильно отличаются, введение температурных поправок является обязательным. В этом выражении температура промытой зоны пласта зависит от температуры бурового раствора и от температуры пласта в установившемся режиме. Если температура пласта t_n , определяемая согласно геотермическому градиенту, отличается от температуры закачиваемого в скважину бурового раствора $t_{б,р}$ более чем на 80° C, то температура промытой зоны $t_{n,z}$ определяется по формуле

$$t_{n,z} = Ct_n + (1 - C)t_{б,р}, \quad (72)$$

где C — коэффициент, величина которого изменяется согласно [26] в сравнительно небольших пределах (табл. 5).

Влияние температуры на измерительную схему проявляется в первую очередь в снижении добротности датчика. Изменение коэффициента передачи измерительного тракта в большинстве случаев не бывает существенным, поскольку электронные схемы выполняются термостойкими. Добротность датчика практически не изменяется при повышении температуры до 70—80° C (некоторых типов датчика до 100° C), а затем постепенно па-

дает, тем быстрее, чем выше температура. Поэтому при работе в скважине при температуре выше 80°C учет температуры необходим.

Таблица 5

Время, прошедшее с начала промывки скважины, ч	Коэффициент C
1	0,76
25	0,81
240	0,9

Изменение температуры датчика в процессе каротажа трудно рассчитать, поскольку нагрев и теплоотдача зависят от режима поляризации, скорости измерения, конструкции датчика и т. п. Можно считать, что при длительной работе температура датчика превышает на $15\text{--}20^{\circ}\text{C}$ температуру окружающей среды. Температурная поправка добротности вносится по данным паспорта на конкретную аппаратуру.

Помимо температуры, условия измерения определяются магнитными свойствами горных пород и бурового раствора, а также содержанием свободной воды или нефти в буровом растворе.

Учет влияния магнитных свойств пород и бурового раствора и введение поправок за них не представляется возможным, так как они влияют на время поперечной релаксации и на частоту прецессии. Методика проведения ЯМК предусматривает настройку аппаратуры на частоту прецессии, соответствующую фактической напряженности поля в скважине на интервалах с наименьшим влиянием магнитности. Изменение времени поперечной релаксации в небольших пределах не отражается на величине начальной амплитуды, поэтому, если T_2^* не снижается ниже порогового значения, вводить поправки за изменение T_2^* не приходится. Однако при этом могут возрасти погрешности определения U_0 , иногда до значительных величин, затрудняющих использование данных ЯМК.

Содержание свободной воды или нефти в буровом растворе проявляется в том, что скважина вносит вклад в измеряемый сигнал и в результате этого завышается кажущийся ИСФ. Учет влияния скважины может быть осуществлен путем вычитания из кажущегося ИСФ вклада, вносимого скважиной. Последний вычисляется как произведение геометрического фактора скважины на ИСФ бурового раствора.

Индекс свободного флюида бурового раствора определяется непосредственным измерением на пробе бурового раствора или по кажущемуся ИСФ, измеренному в условиях скважины

против заведомо не имеющего свободной жидкости пласта. При этом начальная амплитуда ССП определяется по формуле

$$U_{0n} = U_0 - \text{ИСФ}_p G_c \xi, \quad (73)$$

где ИСФ_p — ИСФ бурового раствора; G_c — геометрический фактор скважины; ξ — поправка, учитывающая все виды влияний (режим, температура и т. п.), имеющие место в скважине.

Величина ИСФ определяется по формуле

$$\text{ИСФ} = [\text{ИСФ}_k - \text{ИСФ}_p G_c] \frac{1}{G_n}. \quad (74)$$

Учет влияния жидкости в буровом растворе осуществим только при условии, что параметры раствора не меняются по стволу скважины и что магнитные свойства его практически не отличаются от окружающих скважину пород. Опыт проведения измерений показывает, что проводить измерения при наличии сигнала от бурового раствора, превышающего 5—10% ИСФ_p , нецелесообразно, так как в этом случае не удастся провести количественную интерпретацию.

Использование ЭВМ для расчета ИСФ. Определение ИСФ пластов требует, как это видно из изложенного выше, выполнения ряда операций, для сокращения длительности которых разработаны программы определения ИСФ и T_2^* с помощью ЭВМ.

Программа обработки данных ЯМК на ЭВМ «Минск-22» составлена с учетом особенностей системы ПГ-2Д [34, 44] и позволяет обрабатывать кривые либо в общем комплексе программ, либо автономно. Алгоритм обработки кривых ЯМК основан на изложенных выше данных методики интерпретации. Он предусматривает следующие основные этапы обработки.

Ввод данных в ЭВМ и их редактирование. предусматривает контроль одинаковости числа шагов квантования по всем введенным кривым (U_1 , U_2 и U_3) в пределах интервала обработки, контроль идентичности масштаба и при необходимости выравнивания масштаба на кривых U_1 , U_2 и U_3 .

Контроль качества кривых предусматривает сравнение шумов с уровнем помех против пластов, не являющихся коллекторами. Интервалы, соответствующие неколлекторам, передаются программой литологического расчленения и из них выбираются те, мощность которых максимальна, а отклонения кривых ЯМК минимальны. При выполнении условий $U_{\text{ш}} \leq U_{\text{пом}}$ (где $U_{\text{ш}}$ — значение шума, регистрируемое при выключенном токе поляризации, $U_{\text{пом}}$ — то же, при включенном токе поляризации) проводится проверка интервалов перекрытий на удовлетворительность совпадения.

Определение уровня помех проводится по интервалам, заведомо не являющимся коллекторами. Эти интервалы определяются по данным предыдущего этапа. Если данные о литологии отсутствуют, то уровень помех определяется по

интервалам с минимальными отклонениями кривых. Уровень помех определяется по всем трем введенным кривым U_1 , U_2 и U_3 .

Вычисление общих поправок для всего исследуемого интервала разреза. Данные для вычисления общей поправки выбираются из общей таблицы, используемой для системы ПГ-2Д, и специальной таблицы, вводимой с кривыми ЯМК.

Отбивка границ пластов осуществляется по кривой U_1 , имеющей максимальные амплитуды, и, следовательно, максимальное отношение сигнал/помеха. Для отбивки границ может быть использована и другая кривая ЯМК, если это указано интерпретатором. Алгоритм отбивки границ используется тот же, что и для кривых кажущегося сопротивления. Дополнительный анализ позволяет объединить в пачку прослои небольшой мощности, различающиеся по амплитуде не более чем на 10%. Границы с первой кривой переносятся на остальные. Для выделенного пласта по всем кривым определяется отношение сигнал/помеха.

Считывание характерных значений производится следующим образом. Характерное значение определяется как средневзвешенное по мощности прослоев в пределах каждого пласта. Если отношение сигнал/помеха меньше 1,5 хотя бы по кривой U_2 , то считанное значение не запоминается и пласт исключается из обработки. Если отношение больше 1,5 и меньше 2,5, то считанное значение умножается на поправку, определяемую по таблице, введенную в программу. При отношении сигнал/помеха больше 2,5 поправка не вносится.

Вычисление текущих поправок с использованием ξ_n необходимых данных системы ПГ-2Д и считывание их с таблицы результатов инклинометрии.

Вычисление ИСФ осуществляется по формулам (12) и (62) для амплитуд U_1 и U_3 . Для этих же сочетаний вычисляются значения T_2^* по формуле (13).

Вывод результатов на печать и передача другим программам производится следующим образом. По каждому пласту данные об ИСФ и T_2^* печатаются в виде таблицы результатов на алфавитно-цифровом печатающем устройстве (АЦПУ) и выводятся на перфолену для преобразования в графическую форму с помощью преобразователя НО-24. Помимо этого, результаты передаются в память для последующего использования в программе определения характера насыщения пласта, определения его эффективной мощности и пористости.

Аналогичные программы, рассчитанные для работы в автономном режиме, составлены и для ЭВМ БЭСМ-4 и М-222. Алгоритм обработки у этих программ отличается от описанного

лишь тем, что весь цикл обработки проводится по текущим значениям U_1 и U_3 без предварительного выделения пластов. Пточечная обработка данных ЯМК дает те же результаты, что и поплавовая, но погрешности интерпретации в последнем случае ниже, так как при считывании кажущихся ИСФ_к в пределах пласта влияние помех снижается.

Определение времени продольной релаксации

Определение T_1 по результатам измерения ССП сводится к анализу относительного изменения амплитуды ССП, вызванного изменением времени поляризации (при измерении T_1 в сильном поле) или времени действия остаточного тока (при измерении T_1 в слабом поле). Поскольку эта операция не требует определения начальной амплитуды ССП или количественной оценки ИСФ, на результаты определения T_1 не влияет изменение таких факторов, как диаметр скважины, толщина глинистой корки и изменение угла β .

При определении T_1 в сильном поле ($T_{1с.п}$) проводится серия измерений амплитуды $U(t_n)$ с последовательно изменяющимся временем поляризации t_n , причем одно из измерений должно быть проведено с достаточно большим временем поляризации для достижения вектором ядерной намагниченности равновесного состояния (см. рис. 4, а, в), которому соответствует амплитуда ССП U_∞ . По результатам измерений вычисляются значения функции — характеристики продольной релаксации в сильном поле:

$$F_{с.п}(t_n) = \frac{U(\infty) - U(t_n)}{U(\infty)}, \quad (75)$$

где $U(t_n)$ — амплитуда ССП при времени поляризации t_n .

Для определения времени продольной релаксации в слабом поле ($T_{1с.п}$) измерение амплитуд ССП проводится при фиксированном времени поляризации, но при последовательно изменяющемся времени действия остаточного тока t_{oc} (см. рис. 4, г—е). Функция $F_{с.п}(t_{oc})$, характеризующая изменение амплитуды ССП от t_{oc} — характеристика продольной релаксации в слабом поле, определяется выражением

$$F_{с.п}(t_{oc}) = \frac{U(t_{oc}) - U(\infty)}{U(0) - U(\infty)}, \quad (76)$$

где $U(t_{oc})$ — амплитуда ССП при времени действия остаточного тока t_{oc} ; $U(\infty)$ — амплитуда ССП при $t_{oc} \rightarrow \infty$, непосредственно не измеряемая, а вычисляемая по формуле

$$U(\infty) = U(0) \frac{I_{oc}}{I_n}. \quad (77)$$

Для определения T_1 значения функций $F_{с.п}(t_n)$, соответствующие реальным измерениям значений t_n , наносятся на бланк

с логарифмической шкалой по оси ординат и линейной — по оси абсцисс. По нанесенным точкам строится уравнение регрессии в виде прямой. По полученной прямой $T_{1c.n}$ определяется как значение абсциссы, соответствующей значению функции 0,36. Величина T_1 может быть также определена и как тангенс угла наклона прямой (см. рис. 26, б). Аналогично по значению функции $F_{cл.n}(t_{oc})$ определяется величина $T_{1cл.n}$.

При оценке $T_{1c.n}$ по результатам ЯМК, выполненным с двумя значениями времени поляризации, T_1 определяют с помощью палеток, представляющих собой зависимость отношения амплитуд аномалий от T_1 . Каждая из кривых соответствует определенному значению времени поляризации, при котором записывались две кривые ЯМК.

Характеристики продольной релаксации в простейшем случае представляют собой экспоненту. В более сложном случае, когда исследуемая среда состоит из нескольких компонент с различным временем продольной релаксации, характеристика продольной релаксации представляет собой суперпозицию ряда экспонент:

$$F_{c.n}(t_n) = \sum_{i=1}^n a_i e^{-t_n/T_{1c.n}}; \quad F_{cл.n}(t_{oc}) = \sum_{i=1}^n a_i e^{-t_{oc}/T_{1cл.n}}, \quad (78)$$

где a_i — коэффициенты, пропорциональные содержанию i -компоненты в исследуемом веществе; $T_{1c.n}$, $T_{1cл.n}$ — времена продольной релаксации этих компонент в сильном и слабом полях.

В общем случае, когда имеется непрерывный спектр экспонент с плотностью распределения $g(\tau_1)$, характеристика продольной релаксации представляется в интегральной форме:

$$F(t_n) = \int_0^{\infty} g(\tau_1) e^{-\tau_1 t_n} d\tau_1, \quad (79)$$

где $\tau_1 = 1/T_1$.

При нормальном законе распределения декремента затухания

$$F(t_n) = \frac{e^{-\tau_{1cp} t_n}}{\sigma_{\tau} \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau_1}{\sigma_{\tau}} \right)^2 - \tau_1 t_n} d\tau_1, \quad (80)$$

где σ_{τ}^2 — дисперсия декремента затухания τ_1 ; τ_{1cp} — его среднее значение.

В общем случае, когда закон распределения декремента затухания (точнее, T_1) неизвестен, интерпретация результатов измерения сводится к решению уравнения Фредгольма I рода с ядром $e^{-\tau_1 t_n}$. Решение этого уравнения требует для достижения приемлемой точности большого числа измерений при различных значениях t_n . Выполнение этого требования возможно

лишь при лабораторных измерениях, а в условиях скважины практически неосуществимо.

При нормальном распределении декрементов затухания в результате интерпретации должны быть определены среднее значение времени продольной релаксации $T_{1\text{cp}}$ (среднее значение декремента затухания $\tau_{1\text{cp}}$) и среднеквадратическое отклонение σ_τ .

Для определения τ_1 и σ_τ необходимо решить систему двух уравнений:

$$\begin{aligned} f(t_1) &= \frac{e^{-\tau_1 t_1}}{\sigma_\tau \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau_1}{\sigma_\tau} \right)^2 - \tau_1 t_1} d\tau_1, \\ f(t_2) &= \frac{e^{-\tau_1 t_2}}{\sigma_\tau \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau_1}{\sigma_\tau} \right)^2 - \tau_1 t_2} d\tau_1. \end{aligned} \quad (81)$$

Однако вследствие влияния помех решение может быть получено с существенными погрешностями. Поэтому необходимо использовать все данные, полученные при построении характеристики продольной релаксации. В этом случае решение задачи сводится к минимизации функции:

$$\sum_{i=1}^n \left[f_i(t_i) - \frac{e^{-\tau_1 t_i}}{\sigma_\tau \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau_1}{\sigma_\tau} \right)^2 - \tau_1 t_i} d\tau_1 \right]^2, \quad (82)$$

где n — число измерений, выполненных для получения кривой термальной релаксации.

Такой подход, требующий решения системы нелинейных уравнений, использован в работах [69, 74, 75]. В тех случаях, когда дисперсия невелика, для определения $\tau_{1\text{cp}}$ и σ_τ можно использовать выражение [73]:

$$\frac{1}{t_n} \ln F(t_n) = \frac{\sigma_\tau^2 t_n}{2} - \tau_{1\text{cp}}. \quad (83)$$

Правая часть (83) является уравнением прямой. Отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат, определяет среднее значение декремента затухания $\tau_{1\text{cp}}$, а угловой коэффициент $\frac{\sigma}{2}$ — дисперсию σ^2 .

При обработке результатов измерений на бланк наносятся точки с координатами $(t_n, F(t_n/t_n))$. Полученная экспериментальная зависимость методом наименьших квадратов аппроксимируется прямой.

Помимо численных методов обработки результатов измерения, при определении T_1 широко используются известные графические приемы, применимые при одно-, двух- и трехкомпонентных кривых релаксации [19, 74].

Глава VI

ИЗУЧЕНИЕ РАЗРЕЗОВ СКВАЖИН ЯДЕРНЫМИ МАГНИТНЫМИ МЕТОДАМИ

Особенности ядерных магнитных методов заключаются в возможности непосредственного выделения коллекторов и определения их ИСФ. Однако, как следует из анализа факторов, влияющих на результаты ЯМК, только определение T_1 не требует использования каких-либо дополнительных данных для интерпретации результатов измерения. Для определения ИСФ необходимо иметь, по крайней мере, результаты измерения диаметра скважины, а в ряде случаев — и данные пиклометрии и термометрии. Поэтому переход от ИСФ к коллекторским свойствам пластов в общем случае связан с использованием результатов каротажа другими методами.

Выделение коллекторов в разрезах скважин

Критерии принадлежности пласта к коллекторам. Отнесение пласта к коллекторам по данным какого-либо геофизического метода исследования скважин, показания которого зависят от коллекторских свойств пласта, основано на сравнении величины геофизического параметра A , считанного с кривой против пласта, с граничным значением этого параметра $A_{гр}$, соответствующего переходу от коллекторов к неколлекторам. Решение о принадлежности пласта к коллекторам принимается в зависимости от того, больше или меньше граничного значения оказывается считанная с кривой величина A . Аналогично, но уже с использованием ряда критериев, выделяются коллекторы при исследовании скважин комплексом методов.

Основным недостатком описанного приема является недостаточная устойчивость граничных значений вследствие их зависимости от многих, иногда не контролируемых факторов. Для характеристики пластов, у которых величина того или иного геофизического параметра значительно отличается от граничного значения этого параметра, неустойчивость последнего не создает осложнений. Однако, когда граничное и считанное с

кривой значения параметра близки, неустойчивость граничного значения приводит к неоднозначности интерпретации. Очевидно, что при использовании комплекса методов возможность ошибки уменьшается. Тем не менее и при этом могут быть случаи неопределенной интерпретации.

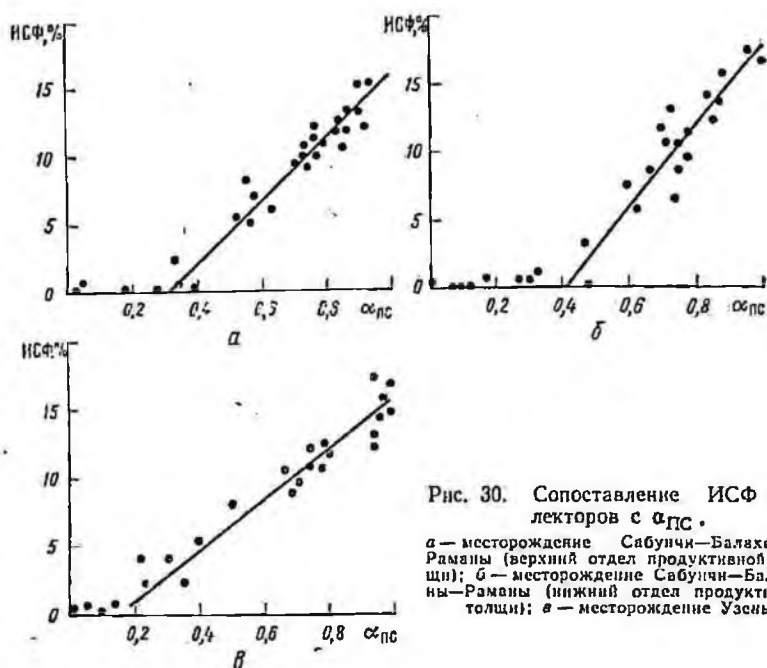


Рис. 30. Сопоставление ИСФ коллекторов с $\alpha_{ПС}$.

а — месторождение Сабунчи—Балаханы—Раманы (верхний отдел продуктивной толщи); б — месторождение Сабунчи—Балаханы—Раманы (нижний отдел продуктивной толщи); в — месторождение Узень

Зависимость граничных значений от различных свойств горных пород приводит к тому, что для каждого типа разреза, а иногда и для отдельных частей разреза приходится устанавливать свои критерии принадлежности пласта к коллектору, величины которых не всегда могут быть достаточно строго обоснованы. ИСФ, как признак коллектора, выгодно выделяется стабильностью среди других параметров, определяемых по данным каротажа.

На рис. 30 приведены графики зависимости ИСФ с двойным разностным параметром кривых ПС ($\alpha_{ПС}$), зарегистрированных в ряде скважин месторождений Узень и Сабунчи—Балаханы—Раманы. Как видно из рис. 30, в диапазоне изменения $\alpha_{ПС}$ от нуля до определенной величины, характерной для каждой скважины, ИСФ равен нулю и, следовательно, соответствующий интервал значений $\alpha_{ПС}$ относится к неколлекторам. При этом граничное значение $\alpha_{ПС}$ изменяется от скважины к сква-

жине, даже в пределах одного месторождения. Аналогичная картина наблюдается и в отношении критерия кривых ГК (Дүгк) по скважинам Апшеронского п-ва, в то время как для отложений юры месторождения Узень Дүгк вообще не является надежным критерием выделения коллекторов.

Особенность ЯМК состоит в том, что граничное значение ИСФ, соответствующее разделу коллекторов и неколлекторов, соответствует ИСФ, равному нулю. Это положение обосновано результатами лабораторных исследований образцов пород. Согласно данным, приведенным выше (см. рис. 27), из образцов пород с ИСФ, близким к уровню помех (1—1,5%), представляется возможным вытеснить флюид при том же градиенте давления, что и для образцов с высокими значениями ИСФ. Именно поэтому все пласты, которые выделяются на кривых ЯМК на фоне помех, относятся к коллекторам. Величина превышения ИСФ над уровнем помех характеризует при этом коллекторские свойства данного пласта, но не принадлежность его к коллекторам. Правильность отнесения к коллекторам пластов, характеризующихся низкими значениями ИСФ, подтверждается и результатами испытаний скважин, при которых из пластов с ИСФ в 2—3% получали приток флюида.

Таким образом, главная особенность ЯМК состоит в том, что по его данным в разрезе скважин выделяют только пласты-коллекторы, тогда как неколлекторы, к каким бы типам пород они не принадлежали, на кривых ЯМК не выделяются. Кривые ЯМК характеризуют исследуемый разрез лишь по одному его свойству — содержанию в пластах флюида, способного перемещаться при реальных градиентах давления.

Общая характеристика разрезов скважин по данным ЯМК. Выделение коллекторов скважин и оценка их коллекторских свойств в настоящее время осуществляется комплексом промыслово-геофизических методов. Для сопоставления характеристик разреза, получаемых по данным ЯМК и других методов каротажа, использованы материалы, полученные в терригенных отложениях юры, где коллекторы представлены полимиктовыми песчаниками (месторождение Узень), в третичных отложениях (продуктивная толща) с коллекторами в виде кварцевых песчаников (месторождение Сабунчи — Балаханы — Раманы) и в карбонатном разрезе Татарии. На рис. 31 приведены кривые ЯМК и других методов по скв. 143 месторождения Узень, а на рис. 32 — по скв. 3088 месторождения Сабунчи — Балаханы — Раманы. Из приведенного сопоставления видно, что в терригенном разрезе, независимо от типа песчаников, все интервалы, выделяющиеся на кривых ПС как коллекторы, отмечаются и на кривой ЯМК. Вместе с тем дифференциация кривых ПС несколько хуже, чем кривых ЯМК, которые в большей мере подчеркивают неоднородность пласта. Так, в кирмакнской свите (отложения продуктивной толщи), согласно кривым ЯМК,

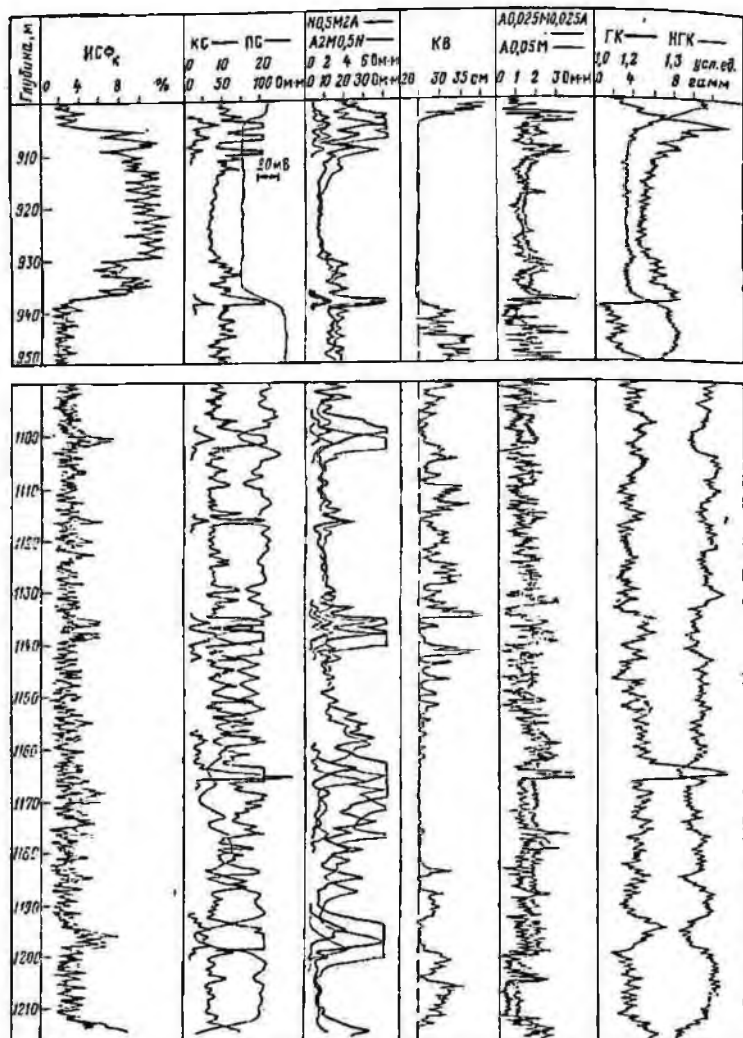


Рис. 31. Сопоставление кривых ЯМК с данными других геофизических методов (скв. 143, месторождение Узень)

прослой коллектора сгруппированы в отдельные пачки и обладают поэтому меньшими мощностями, чем это следует по кривой ПС. Характеристика этих пачек по кривой ПС не всегда четкая из-за малой мощности прослоев, а также вследствие близости минерализаций бурового раствора и пластовой воды.

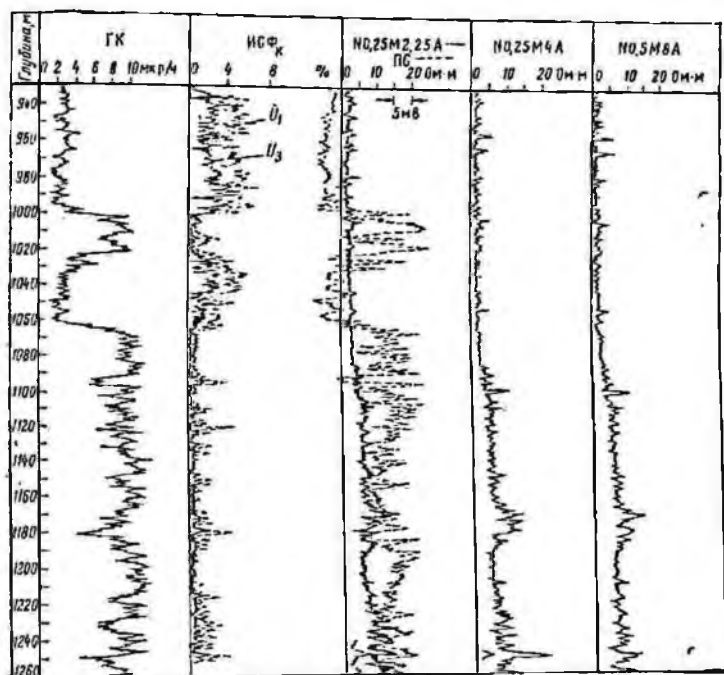


Рис. 32. Сопоставление кривых ЯМК с данными других геофизических методов (скв. 3088, месторождение Сабунчи — Балახаны — Раманы)

Аналогичная картина имеет место и в карбонатном разрезе. Это видно на рис. 33, где показаны результаты каротажа скв. 482, вскрывшей разрез турнейского и башкирского ярусов и верейского горизонта Шугурчинской площади Татарии.

Сопоставление кривых ЯМК с кривыми ГК показывает, что в терригенном разрезе эти кривые хорошо коррелируются, если в разрезе нет плотных песчаников или известняков. При этих условиях повышению ИСФ_к соответствует понижение естественной гамма-активности и наоборот. Вместе с тем разрешающая способность кривых ГК и их дифференциация намного хуже, чем кривых ЯМК. Эта общая характеристика нуждается в детализации. В разрезах, где коллекторы представлены поли-

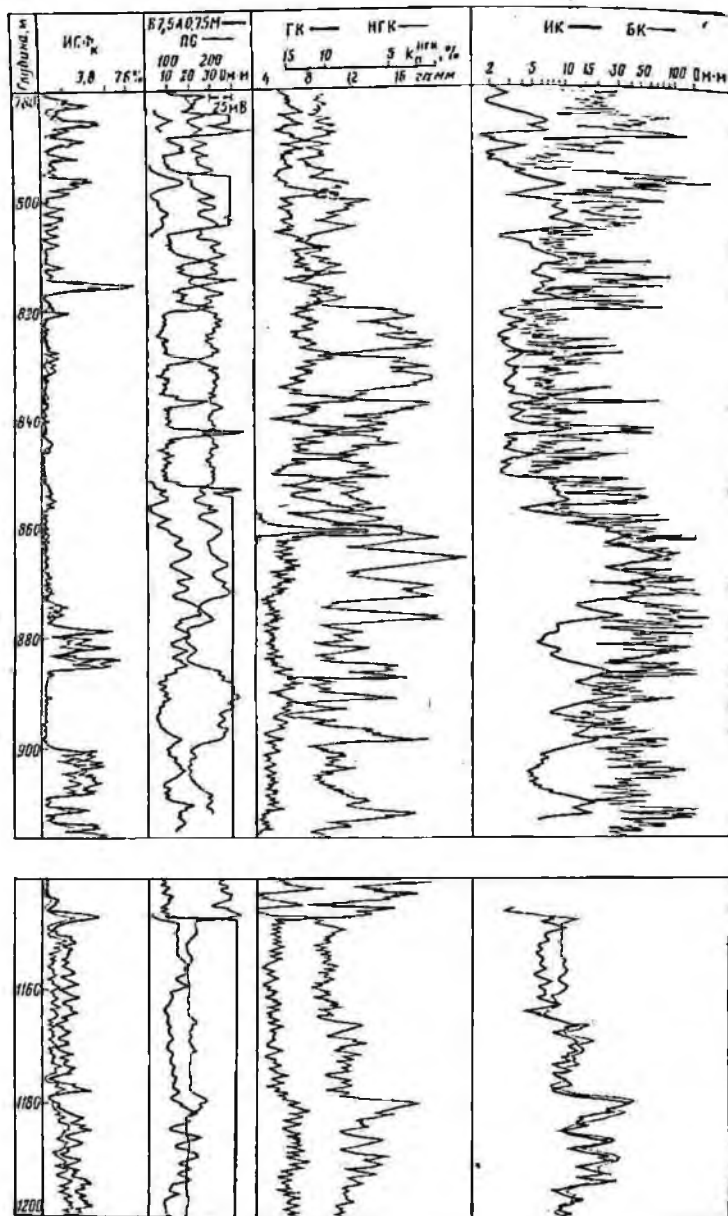


Рис. 33. Сопоставление кривых ЯМК с данными других геофизических методов (скв. 482, площадь Шугурчинская)

миктовыми песчаниками, кривые ГК слабо расчленяют разрез и по ним можно лишь в общих чертах установить наличие коллектора и его положение. Установить строение коллектора по данным ГК не представляется возможным, особенно когда пласт представлен частым чередованием полимиктовых песчанников и глин.

В разрезах с кварцевыми песчаниками ЯМК обладает также высокой разрешающей способностью.

В таких разрезах кривые ГК хорошо расчленяют разрез, поэтому кривые ЯМК и ГК сопоставляются значительно лучше, чем в разрезе с полимиктовыми песчаниками. Это наглядно иллюстрируется сопоставлением кривых ЯМК и ГК по скважинам Апшеронского п-ва (см. рис. 32). Здесь по обеим кривым четко отбиваются границы пластов, когда мощности их превышают 2—3 м, хотя в кирмакинской свите (1070—1260 м), характерной частым чередованием маломощных прослоев глин и песчанников, расчленение разреза по ЯМК существенно лучше, чем по ГК. В карбонатном разрезе кривая ГК слабо дифференцирована и практически невозможно провести корреляцию данных ГК и ЯМК.

В терригенных разрезах данные НГК и ЯМК в большинстве случаев характеризуют различные параметры пласта — показания кривой НГК определяются содержанием водорода и хлора в пласте, т. е. зависят от общей пористости и глинистости пласта и минерализации пластовой воды, а показания кривой ЯМК — только от содержания свободной воды или нефти. Интервалы, характеризующиеся высоким содержанием водорода не совпадают с интервалами, к которым приурочена максимальная эффективная пористость. Поэтому по конфигурации кривые ЯМК и НГК не сопоставляются и границы пластов, выделенных по обеим кривым в разрезах, где присутствуют глины, песчаники и уплотненные разности, чаще всего не совпадают.

В карбонатных разрезах картина несколько иная в связи с обычно низкой глинистостью коллекторов. В разрезах турнейских отложений (рис. 33) кривые ЯМК и НГК сопоставляются достаточно хорошо, тогда как в разрезе башкирского яруса и верейского горизонта на кривую НГК наряду с пористостью влияет загниванность пластов.

Как известно, в терригенных разрезах коллекторы выделяются на кривых КВ по уменьшению фактического диаметра скважины сравнительно с номинальным, вследствие образования глинистой корки. Сопоставление кривых ЯМК с кривыми КВ показывает, что интервалы, где присутствуют коллекторы, отмечаются и наличием глинистой корки. Вместе с тем в интервалах, где чередуются коллекторы и неколлекторы сравнительно небольшой мощности, кривая КВ в большинстве случаев не выделяет отдельных пластов, хотя по кривым ЯМК они выде-

ляются достаточно четко (см. рис. 31). Толщина глинистой корки не коррелируется с ИСФ. Детальное сопоставление границ пластов-коллекторов, отбитых по кривым ЯМК и КВ, показывает, что суммарная мощность коллекторов, определяемая по кривым КВ, несколько завышена по сравнению с данными ЯМК. Таким образом, отнесение к эффективной мощности пласта всех интервалов, против которых на кривой КВ наблюдается уменьшение диаметра скважины, может привести в неоднородных коллекторах к завышению запасов. Учет данных ЯМК в таких случаях предохранит от ошибок. В карбонатных разрезах кривая КВ не дифференцирована (глинистая корка, как правило, против коллекторов отсутствует), поэтому данные кавернометрии используются только для выделения заглинизированных прослоев.

Кривые ЯМК, так же как и кривые МКЗ, обладают высокой разрешающей способностью по вертикали. Поэтому оба метода выявляют неоднородность пласта. Как видно из сопоставления кривых ЯМК и МКЗ (см. рис. 31), все пласты-коллекторы, выделяющиеся по данным ЯМК, легко выделить и по кривым МКЗ. Неоднородность пластов, отражающаяся на кривых ЯМК, в ряде случаев влияет и на кривые МКЗ, в частности, когда эта неоднородность связана с присутствием уплотненных прослоев, которые уверенно выделяются микрокаротажем даже при их небольшой мощности. В то же время неоднородность, обусловленная изменением эффективной пористости в пределах пласта, как правило, не отражается на кривых МКЗ.

Кривая КС в продуктивной части терригенного разреза выделяет те же пласты, которые выделяются на кривых ЯМК. Повышению КС соответствует увеличение ИСФ, кроме случаев, когда в разрезе присутствуют уплотненные пласты. Границы пластов, особенно если они отбиты по кривой БК, хорошо совпадают с границами, отбитыми по ЯМК. В водоносной части разреза повышению ИСФ соответствует снижение КС. Уплотненные разности отмечаются нулевым значением ИСФ и повышенным значением кажущегося сопротивления. В разрезах, где имеется частое чередование сравнительно тонких прослоев, например, в отложениях кирмакской свиты, по кривым КС, записанным градиент-зондами, выделяют в разрезе более мощные пласты, чем по кривым ЯМК (например, в интервале 1165—1190 м на рис. 32), что обусловлено низкой вертикальной разрешающей способностью градиент-зондов.

Сопоставление кривых ЯМК с кривыми перечисленных выше видов каротажа показывает, что ни один из этих методов, взятых в отдельности, не дает однозначного решения относительно принадлежности пласта к коллектору в сложных случаях, в частности, когда те или иные признаки находятся вблизи граничных значений. Комплексирование методов позволяет более надежно выделять коллекторы.

Для успешного применения комплекса методов каротажа при выделении коллекторов в разрезе скважины требуется рассмотреть и сопоставить признаки коллектора по данным всех кривых, использованных в комплексе. Это наиболее легко осуществляется с помощью ЭВМ.

Сопоставление результатов литологического расчленения разреза по данным обычных видов каротажа с результатами выделения коллекторов по кривым ЯМК показывает, что границы пластов-коллекторов, выделенных обоими методами, обычно хорошо совпадают. Вместе с тем кривая ЯМК позволяет более точно оценить строение выделенного коллектора, тогда как комплекс обычных методов каротажа позволяет более полно изучить литологическую характеристику пласта. Поэтому включение ЯМК в комплекс применяемых методов каротажа может существенно повысить достоверность интерпретации и обеспечить высокую надежность выделения коллекторов в сложных разрезах.

Выделение коллекторов и уточнение их строения в сложных разрезах. Выделение коллекторов является сложной задачей в разрезах, где имеет место частое чередование пластов с различной литологической характеристикой, или в таких разрезах, где коллекторы имеют низкую пористость и проницаемость и поэтому характеризующие их геофизические параметры близки к граничным.

В первом случае задача состоит в выделении пропластков коллекторов среди пропластков других типов пород. Эта задача осложняется тем, что при малых мощностях прослоев граничные характеристики пластов могут быть неопределенными вследствие ограниченной разрешающей способности методов. В разрезах подобного типа проявляется достоинство ядерного магнитного каротажа, состоящее в том, что в измеряемый сигнал не вносят вклада породы, не являющиеся коллекторами. Это позволяет по данным ЯМК выделять даже одиночные тонкие прослои коллекторов, залегающих среди других пород.

С неустойчивостью граничных значений или отсутствием достоверных сведений об их величинах часто приходится встречаться на разведочных площадях. В таких случаях ЯМК также позволяет получить однозначный ответ о наличии или отсутствии коллекторов в разрезе.

На рис. 34 приведен пример выделения коллекторов в сложном разрезе по данным ЯМК. Интервалы 1281—1286 и 1312—1318 м не различаются по комплексу методов БК, ПС, МКЗ и др. По ним не представляется возможным дать уверенного ответа о том, есть ли среди этих интервалов коллекторы. В то же время по данным ЯМК видно, что один из этих интервалов (1281—1286 м) является коллектором, хотя и со сравнительно низкой эффективной пористостью. Другие интервалы

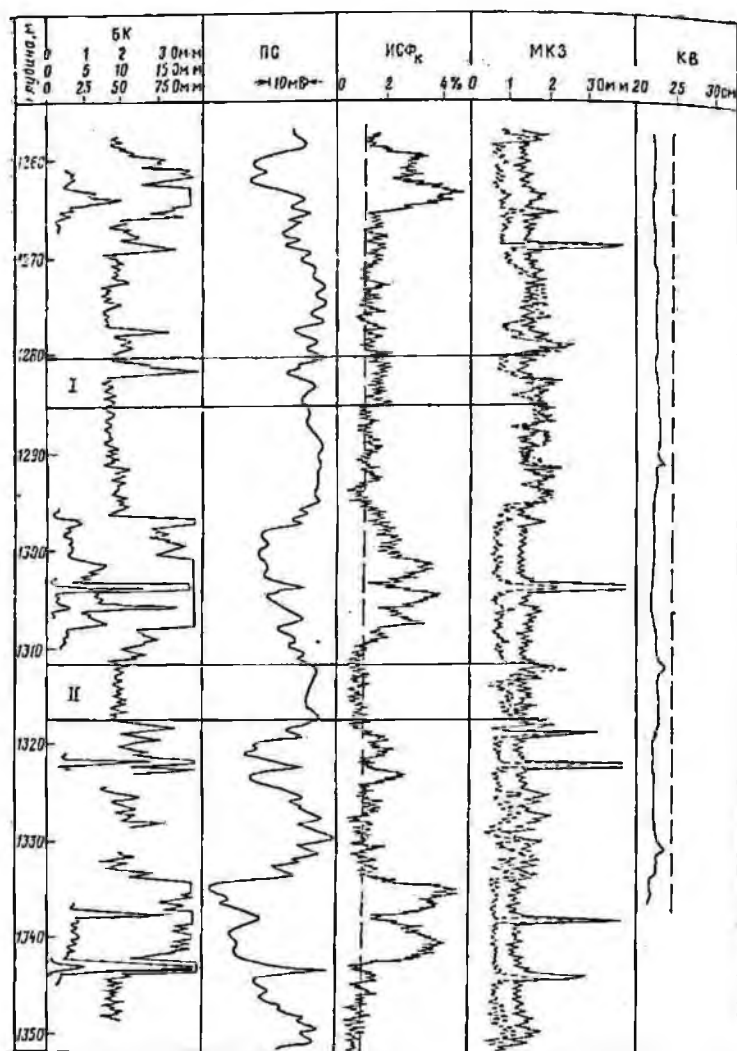


Рис. 34. Выделение коллекторов в сложном разрезе по данным ЯМК (скв. 829, месторождение Узень)

характеризуются значениями ИСФ_к, близкими к нулю и, следовательно, не содержат коллекторов.

Сложный случай интерпретации геофизических данных по скв. 435 Черемшанской площади показан на рис. 35. По данным обычных методов каротажа интервал 848—890 м был охарактеризован как возможно нефтенасыщенный или загипсованный. Использование данных ЯМК позволяет установить, что только

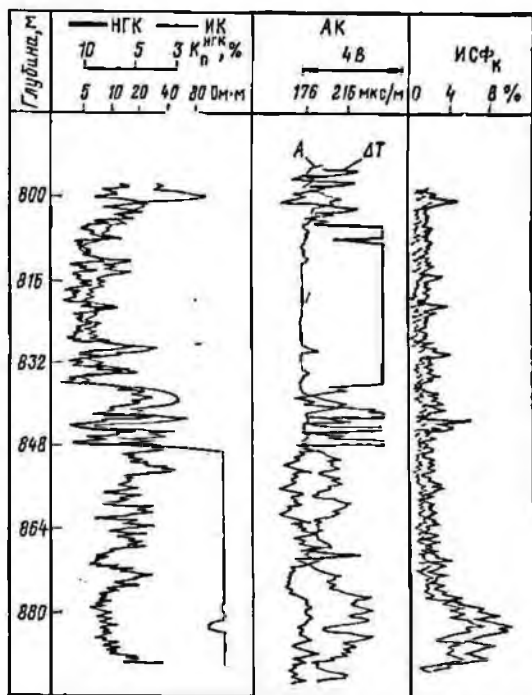


Рис. 35. Выделение загипсованных интервалов по данным ЯМК (скв. 435, площадь Черемшанская) по В. Д. Чухвичеву

участок 876—890 м содержит подвижный флюид. Сопоставление значений пористости, определенных по НГК и АК (ΔT), с амплитудной кривой АК указывает на кавернозный тип пористости. Пористость по НГК составляет 12%, что согласуется с величиной сигнала ЯМК. Интервал 848—876 м, по данным ЯМК, не содержит подвижного флюида, лишь против отдельных тонких прослоев наблюдаются очень слабые сигналы. Рассматриваемый интервал содержит загипсованные участки, отмеченные на амплитудной кривой АК малым затуханием.

Из приведенных примеров видно, что в ряде случаев пласты, не расчленяющиеся по кривым КС и ПС, по данным ЯМК представляют собой пачку прослоев коллекторов с различным ИСФ, разделенных прослоями глин. Неоднородность такого типа может быть оценена в определенной степени и по данным микрокаротажа или микробокового каротажа, однако без одновременной оценки коллекторских свойств прослоев.

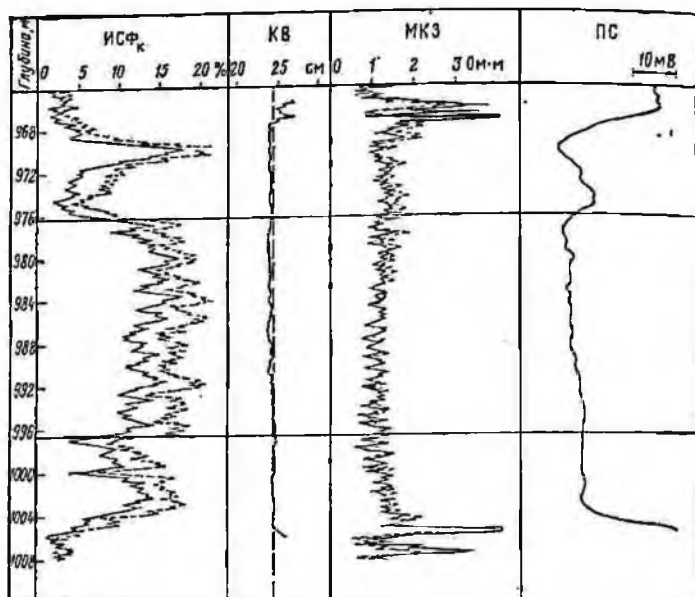
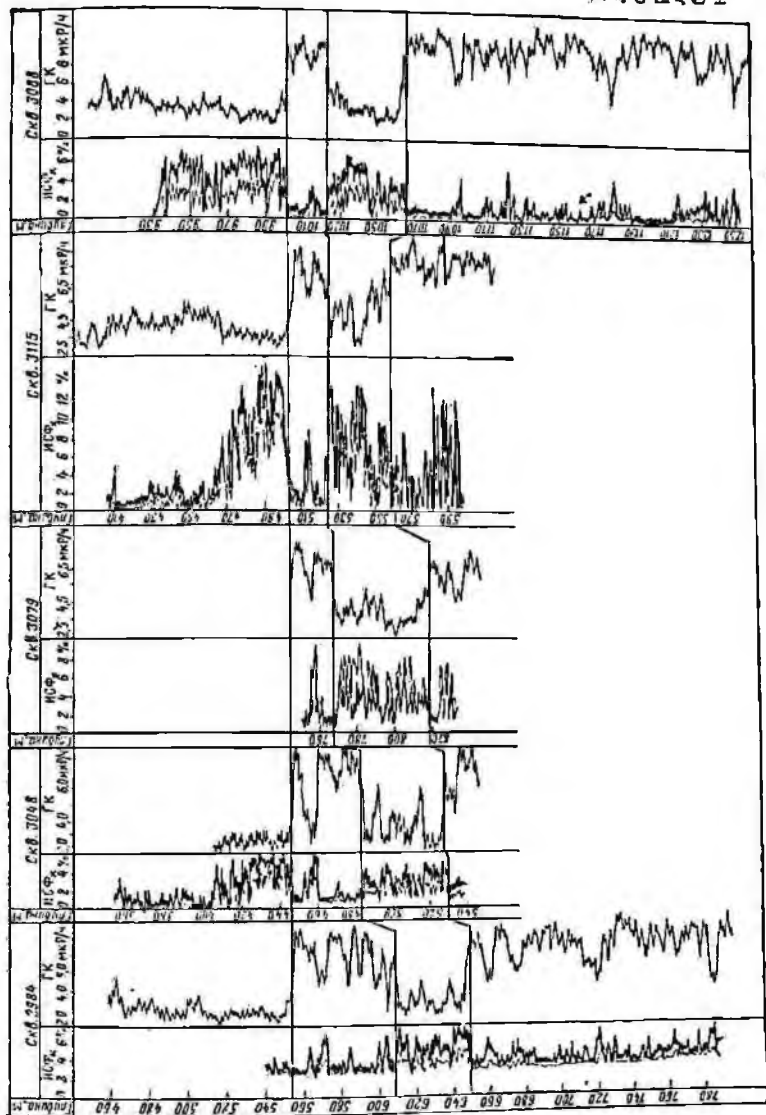


Рис. 36. Сопоставление данных ЯМК с другими методами (скв. 1692, месторождение Узень)

В меньшей степени поддается исследованию обычными методами каротажа неоднородность коллекторских свойств пласта по мощности, когда она не связана с чередованием литологически различных прослоев.

На рис. 36 приведено сопоставление данных ЯМК и других методов по отложениям валанжина месторождения Узень. Эти отложения в интервале 968—1004 м характеризуются по данным ПС как однородный мощный пласт песчаника. Лишь в кровельной части пласта наблюдается незначительное повышение потенциала ПС, которое не изменяет представлений о характере пласта. По данным ЯМК, этот пласт в кровле представлен интервалами с ухудшенными коллекторскими свойствами (966—976 м). Аналогичная картина имеет место и в подошвенной части пласта — по кривой ЯМК четко выделяются два интервала

Рис. 37. Корре-
ляция разрезов
скважин место-
рождения Ба-
лаханы — Са-
булчи — Рама-
ны по данным
ЯМК и ГК



с пониженным ИСФ, в то время как на кривых других методов изменение коллекторских свойств не наблюдается. Таким образом, существенные изменения коллекторских свойств в данном случае не выявляются или выявляются недостаточно четко другими методами каротажа. Это показывает, насколько важен анализ по данным ЯМК изменчивости коллекторских свойств продуктивных объектов.

Корреляция разрезов скважин по кривым ЯМК. Кривые ЯМК пригодны для корреляции разрезов скважин, а также для изучения изменчивости коллекторов по площади. На рис. 37 показана схема корреляции скважин месторождения Сабунчи—Балаханы—Раманы, показывающая, что границы стратиграфических объектов, отбитые по кривым ЯМК, полностью соответствуют действительным границам, которые отмечаются по кривым ГК. Благодаря высокой расчленяющей способности кривых ЯМК по ним возможно провести и детальную попластовую корреляцию в пределах отдельных свит.

Хорошо коррелируются и такие особенности пластов, которые не проявляются, или проявляются очень слабо на кривых других методов. Например, как видно из рис. 37, на некотором расстоянии от подошвы свиты перерыва наблюдается резкое уменьшение ИСФ, вызванное проникновением бурового раствора в коллектор. Как видно на кривых ЯМК, проникновение бурового раствора в среднюю часть свиты перерыва является характерной особенностью месторождения Сабунчи—Балаханы—Раманы. Это подтверждается и данными бурения. Таким образом, корреляция разрезов по данным ЯМК полезна для изучения изменений коллекторских свойств пластов по площади и для оценки влияния условий бурения на эти параметры.

Определение эффективной пористости коллекторов

За эффективную пористость $k_{п.эф}$ принимается относительный объем той части полностью насыщенного порового пространства, которая занята флюидом, способным перемещаться под действием перепада давления [22]. Эффективная пористость равна разности открытой пористости и той ее части, которая занята связанной водой¹.

Исследования, проведенные различными авторами [49], показали, что у песчаников с рассеянной глинистостью открытая и общая пористости практически равны и в породе нет объемов, не сообщающихся с общей системой пор. Это обуславливает возможность использования индекса свободного флюида в качестве эффективной пористости без использования дополнительных данных. Поэтому комплекс исследований, необходимый для определения $k_{п.эф}$ песчаников, идентичен комплексу, необходи-

¹ Открытая пористость—это часть общей пористости, относящаяся к сообщающимся между собой и с внешней средой порам.

тому для определения ИСФ. Этот комплекс (в дальнейшем будем его называть основным комплексом ЯМК) содержит следующие виды исследования: ЯМК, измерение диаметра скважины и инклинометрию. При отсутствии данных о геотермической ступени в основной комплекс включается также термометрия.

Определение $k_{п.эф}$ пластов, содержащих вязкую нефть и битум. Для нефтенасыщенного пласта, часть порового пространства которого занята вязкими углеводородами, не смещающимися при заданных термодинамических условиях под действием перепада давления, целесообразно ввести понятие динамической эффективной пористости. За динамическую эффективную пористость принимается та часть открытой пористости, в которой при заданных термодинамических условиях данный флюид или смесь флюидов может перемещаться под действием перепада давления. Динамическая эффективная пористость зависит от вязкости флюида, насыщающего коллектор, и температуры. Для водоносных пород динамическая эффективная пористость совпадает с эффективной пористостью, а для нефтеносных — отличается от эффективной пористости на величину, равную отношению объема порового пространства, занятому неподвижными вязкими углеводородами. Динамическая эффективная пористость отражает реальные процессы, происходящие в промытой зоне при вытеснении нефти фильтратом бурового раствора.

При определении индекса свободного флюида в однородных пластах, содержащих вязкую нефть, не возникает дополнительной погрешности по сравнению с определениями ИСФ пластов водоносных или насыщенных легкой нефтью. Однако переход от ИСФ к $k_{п.эф}$ в этом случае сложнее, так как необходим учет, во-первых, различия ИСФ вязкой нефти и воды и, во-вторых, соотношения нефти и воды в промытой зоне, где нефть в значительной мере вытеснена из порового пространства и замещена фильтратом бурового раствора.

В промытой зоне остаточная нефть содержит неподвижную и подвижную компоненты, из которых первая не вносит, а вторая вносит вклад в измеряемый ИСФ. Эффективная пористость нефтеносного пласта определяется по формуле

$$k_{п.эф} = \text{ИСФ } k'_{п.о} k_{п.о} + k''_{п.о} k_{п.о} (1 - v), \quad (84)$$

где $k'_{п.о}$ и $k''_{п.о}$ — коэффициенты остаточной нефтенасыщенности соответственно вязкой и подвижной компонент углеводородов ($k'_{п.о} + k''_{п.о} = k_{п.о}$); v — индекс снижения амплитуды ССП (ИСА) подвижной нефти при температуре промытой зоны.

Для динамической эффективной пористости справедливо следующее выражение:

$$k_{п.эф.д} = \text{ИСФ} + k''_{п.о} k_{п.о} (1 - v). \quad (85)$$

Из (84) и (85) следует, что разница в величинах $k_{п.эф}$ и $k_{п.эф.д}$ равна произведению $k_{п.о}k'_{п.о}$ и, таким образом, полностью определяется величиной $k'_{п.о}$.

Коэффициент остаточной нефтенасыщенности промытой зоны большинства коллекторов не превышает 15—20% [13]. Даже если остаточная нефтенасыщенность целиком определяется величиной $k'_{п.о}$, то ошибка оценки эффективной пористости $k_{п.эф}$ при использовании в качестве последней $k_{п.эф.д}$ не превзойдет этой величины. Эта ошибка может быть существенно снижена за счет введения поправки за остаточную нефтенасыщенность, когда заранее известно, что исследуемый пласт нефтеносен:

$$k_{п.эф} = \frac{k_{п.эф.д}}{1 - k_{п.о}} \approx \frac{k_{п.эф.д}}{1 - k_{п.о}}. \quad (86)$$

Коэффициент остаточной нефтенасыщенности $k_{п.о}$ большинства терригенных коллекторов изменяется от 0,05 до 0,2. Наибольшие значения $k'_{п.о}$ и $k''_{п.о}$ не выходят за указанные пределы и чаще всего составляют некоторую долю $k_{п.о}$.

Величина ν для пластовых условий составляет 0,7 и выше. При этих значениях ν и $k'_{п.о}$ вклад погрешностей, связанных с неверной оценкой $k'_{п.о}$, $k''_{п.о}$, в общую ошибку определения $k_{п.эф}$ и $k_{п.эф.д}$ существенно меньше, чем тот же вклад в ошибку определения ИСФ. Наиболее вероятная величина этой ошибки составляет 15—18% для $k_{п.эф}$ и 12—15% для $k_{п.эф.д}$. Для определения $k_{п.эф}$ и $k_{п.эф.д}$ в рассматриваемом случае необходим тот же комплекс исследований, что и в случае водоносных пластов и пластов, насыщенных легкой нефтью, т. е. основной комплекс ЯМК.

Определение $k_{п.эф}$ газонасыщенных пластов. Определение эффективной пористости газонасыщенных пластов затруднено остаточной газонасыщенностью пластов в зоне проникновения. В отличие от пластов, содержащих вязкую нефть, сложность определения $k_{п.эф}$ здесь состоит в том, что ИСА для газа во много раз меньше, чем для нефти и воды. Если ошибки определения ИСА воды и остаточной нефти не выходят за пределы допустимых, то для газонасыщенных пластов ошибки, обусловленные теми же причинами, становятся недопустимо большими и могут привести даже к ошибочной оценке типа флюида, насыщающего пласт.

При использовании дополнительного комплекса [13], обеспечивающего возможность определения коэффициента остаточной газонасыщенности $k_{г.о}$, погрешность определения $k_{п.эф}$ соответственно снижается и при достаточной точности определения $k_{г.о}$ стремится к погрешности определения $k_{п.эф}$ водонасыщенного пласта.

Определение $k_{п.эф}$ коллекторов с трещинной и каверновой пористостью. В коллекторах, у которых система трещин сообщается с системой пор, определение $k_{п.эф}$ по величине ИСФ не

представляет сложности. Это утверждение, однако, справедливо лишь при условии, что в трещины не проникает буровой раствор. В тех случаях, когда в трещины на ту или иную глубину проникает буровой раствор, ИСФ, измеренный при таких условиях, будет сильно занижен, что соответственно приведет к неконтролируемому занижению $k_{п.эф}$. Поэтому производить оценку эффективной пористости трещинных коллекторов по данным ЯМК нецелесообразно.

В коллекторах с каверновой пористостью определение $k_{п.эф}$ возможно, если каверны входят в общую систему пор. При такой ситуации определение $k_{п.эф}$ не отличается от условий определения этого параметра в однородных песчаниках с межзерновой пористостью.

Более сложным случаем являются коллекторы, у которых система пор не сообщается с кавернами. В таких случаях каверны, заполненные жидкостью, вносят вклад в измеряемый ИСФ, но вместе с тем не входят в эффективную пористость коллектора. Это требует учета вклада, вносимого в ИСФ каверновой пористостью, и установления самого факта существования замкнутых каверн в коллекторе. Для решения этой задачи необходим комплекс исследования, включающий методы, реагирующие на различные компоненты порового пространства или их комбинации. Выбор методов комплекса определяется конкретными условиями измерения, т. е. литологическими особенностями пород, минерализацией пластовых вод и т. д.

Определение $k_{п.эф}$, относительной глинистости и эффективной мощности коллекторов, представленных тонким переслаиванием. В неоднородных коллекторах, представленных частым чередованием литологически различных прослоев, кривая ЯМК отмечает только прослой-коллекторы. Если мощности этих прослоев достаточно велики, то вид кривой ЯМК против такого пласта отражает характер чередования прослоев, а амплитуды соответствующих аномалий дают оценку их ИСФ. Если мощности прослоев малы и они не выделяются в виде отдельных аномалий (кривая ЯМК не расчленена или расчленена слабо), то максимальные показания кривой ИСФ ниже, чем ИСФ отдельных прослоев. Как было показано выше, независимо от мощности прослоев, среднее значение ИСФ против неоднородного тонкослоистого пласта всегда равно средневзвешенному по мощности значению ИСФ прослоев, составляющих данный пласт. Для средневзвешенного по мощности значения ИСФ, характеризующего неоднородный пласт, справедливы все соображения, касающиеся точности определения ИСФ, которые были высказаны для однородных пластов.

Существенно более сложной задачей является оценка $k_{п.эф}$ самих прослоев-коллекторов, поскольку в этом случае нужно учитывать относительную мощность уплотненных прослоев $S_{пл.о}$ в пласте, которая должна быть определена независимо

от ЯМК. Эффективная пористость прослоев неоднородного пласта $K_{п.эф.п}$ определяется по формуле:

$$k_{п.эф.п} = k_{п.эф} (1 - C_{г.л.о} - C_{пл.о}), \quad (87)$$

где $C_{г.л.о}$ — относительная слоистая глинистость.

Очевидно, что погрешность определения $k_{п.эф}$ зависит в основном от погрешности определения $C_{г.л.о}$. Комплекс, необходимый для определения $k_{п.эф.п}$, включает ЯМК, МБК и методы, определяющие относительную слоистую глинистость.

Если средняя эффективная пористость $k_{п.эф}$ собственно коллекторов исследуемого объекта, определенная по результатам лабораторных исследований, известна, а дисперсия этого параметра невелика и, кроме того, совокупность коллекторов не подразделяется на несколько групп с различной эффективной пористостью, то можно оценить относительную слоистую глинистость по формуле

$$C_{г.л.о} = 1 - C_{пл.о} - \frac{k_{п.эф}}{k_{п.эф}^{ср}}, \quad (88)$$

где $k_{п.эф}$ — среднее значение эффективной пористости против пласта по данным ЯМК; $k_{п.эф}^{ср}$ — среднее значение эффективной пористости для коллекторов рассматриваемого интервала.

Если исследуемый интервал сложен коллекторами нескольких типов, различающихся по средней величине и дисперсии эффективной пористости, и они не имеют четких геофизических признаков, по которым их можно было бы разделить на соответствующие группы, то изложенная методика к ним неприменима.

Определение эффективной мощности по данным ЯМК базируется на тех же соображениях, что и определение относительной слоистой глинистости, но искомой величиной в рассматриваемой задаче является суммарная мощность прослоев коллектора. Исходя из предпосылки, что коллекторы изучаемого интервала составляют одну группу с общим средним значением эффективной пористости, можно считать величину относительной эффективной мощности, равной отношению $h_{эф} = k_{п.эф} / k_{п.эф}^{ср}$, а величину эффективной мощности

$$H_{эф} = \frac{k_{п.эф}}{k_{п.эф}^{ср}} H, \quad (89)$$

где H — общая мощность пласта.

Ошибка определения $H_{эф}$ обусловлена только погрешностью измерения $k_{п.эф}$ и коэффициентом вариации $k_{п.эф}^{ср}$. Так как эффективная мощность не вычисляется при оперативной интерпретации, а нужна только на этапе подсчета запасов, то ошибка определения среднего значения эффективной мощности по ряду

объектов существенно ниже ошибки единичного измерения и превышает 8—10% [15].

Для определения $H_{эф}$ необходим основной комплекс ЯМК и данные о $k_{п.эф}^{ср}$ коллекторов. Для оценки $C_{г.л.о}$ необходимы, кроме этого, данные МБК.

Описанный подход применим в широком диапазоне соотношений мощностей прослоев-коллекторов и неколлекторов в пласте.

Примеры определения $k_{п.эф}$, $C_{г.л.о}$, $H_{эф}$, $k_{пр}$. Рассмотрим результаты определений $k_{п.эф}$, $C_{г.л.о}$ и $H_{эф}$, выполненных на месторождениях Сабунчи—Балаханы—Раманы и Узень. На рис. 38 показаны результаты определений $k_{п.эф}$, $k_{пр}$, $C_{г.л.о}$, представленные в виде гистограмм.

В табл. 6 даны средние для горизонтов значения $H_{эф}$, $C_{г.л.о}$, определенные по данным ЯМК и изучения образцов пород месторождения Сабунчи — Балаханы — Раманы.

Сравнение $k_{п.эф}$, полученных с помощью ЯМК, со средним значением $k_{п.эф}$, вычисленным по результатам измерения общей пористости и остаточной водонасыщенности образцов пород, показывает их хорошее совпадение: различие средних значений не превышает ошибок измерения $k_{п.эф}$. Таким образом, оценка средней эффективной пористости горизонтов месторождения Сабунчи—Балаханы—Раманы по данным ЯМК обеспечивает ту же точность, что и определение среднего значения этого параметра по результатам исследования образцов пород. При этом следует подчеркнуть, что определение $k_{п.эф}$ по данным ЯМК не требует какой-либо предварительной обработки данных с целью построения корреляционной зависимости между $k_{п.эф}$, определенными в лабораторных условиях и ИСФ.

Аналогичные результаты получены и по скважинам месторождения Узень (табл. 7). Из табл. 7 видно, что наибольшей эффективной пористостью обладают отложения валанжина (27%). Для горизонтов XIII—XXIII юры в среднем $k_{п.эф}$ составляет 13%. Это соответствует общим представлениям о породах, слагающих эти отложения. Анализ рядов распределения $k_{п.эф}$ по отложениям валанжина и юры показал, что коэффициент вариации $k_{п.эф}$ не превышает 15%, а распределение этой величины близко к нормальному.

Сопоставление $k_{п.эф}$, полученных различными способами, указывает на хорошую сходимость данных, определенных с помощью ЯМК и путем лабораторных измерений, когда пласты-коллекторы достаточно однородны. Для горизонтов, характеризующихся сложным строением коллекторов, $k_{п.эф}$, определенный по данным ЯМК, в той или иной мере ниже, чем средняя эффективная пористость пород-коллекторов. Это является следствием частого чередования маломощных прослоев коллекторов и неколлекторов в пласте, при котором по данным ядерного магнитного каротажа определяется средневзвешенное по мощности

Рис. 38. Определение коллекторских свойств пластов по данным ЯМК (св. 1747, месторождение Узень)

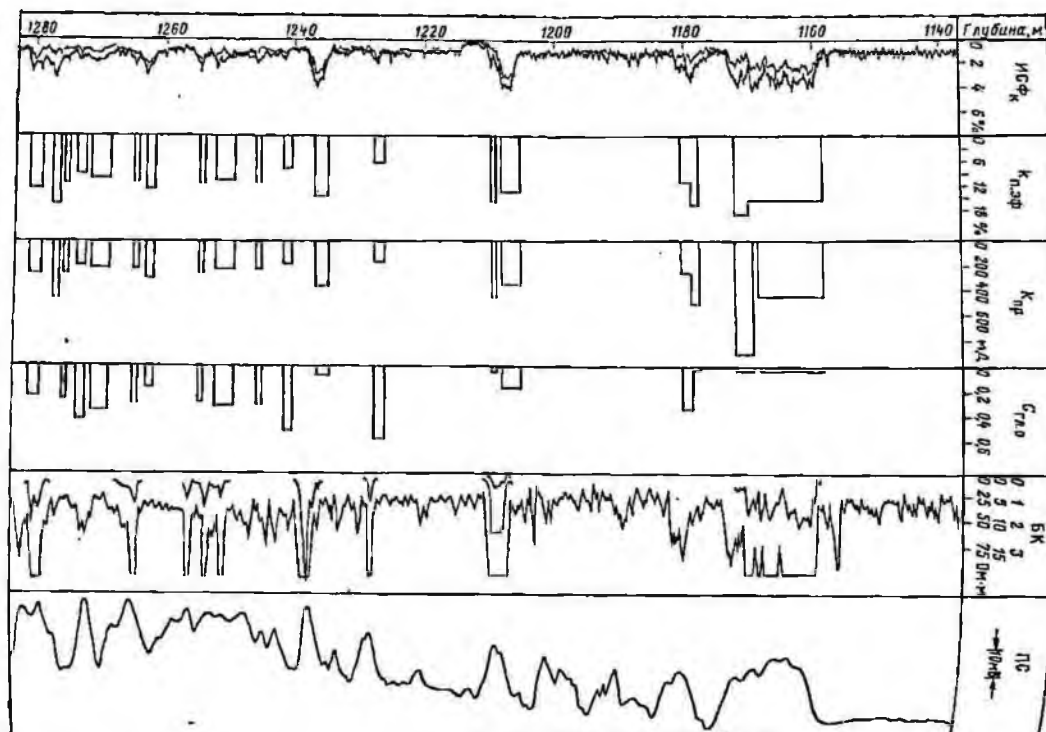


Таблица 6

Свита	Число пластов	Данные ЯМК				Данные изучения образцов пород				
		$k_{п. \text{эф.}} \%$	$C_{гл. \text{о.}} \%$	$k_{п.} \%$	$k_{пр.} \text{мД}$	$k_{п. \text{о.}} \%$	$k_{п. \text{эф.}} \%$	$C_{гл. \text{о.}} \%$	$k_{п.} \%$	$k_{пр.} \text{мД}$
Балаханская	31	$14,3 \pm 2,9$	28	82	354	25	18,7	30	70	329
НКГ	21	$14,9 \pm 5,3$	13	87	297	23	16,8	—	—	293
НКП	76	$15,3 \pm 4,8$	8	92	342	22	16,5	10	90	360
КС (верхи)	58	$14,2 \pm 6,3$	22	78	350	24,5	18,3	20—30	70—80	280—400

Таблица 7

Ярус. горизонт	Число пластов	Данные ЯМК				Данные изучения образцов пород			
		$k_{п. \text{эф.}} \%$	$C_{гл. \text{о.}} \%$	$k_{п.} \%$	$k_{пр.} \text{мД}$	$k_{п. \text{о.}} \%$	$k_{п. \text{эф.}} \%$	$k_{п.} \%$	$k_{пр.} \text{мД}$
Валаэжинский	24	$27,0 \pm 5,4$	—	—	—	—	—	—	—
XIII	16	$15,5 \pm 2,5$	10	63	436	24,7	16	64	458
XIV	59	$14,3 \pm 3,4$	28	62	300	22,9	15	65	278
XV	31	$13,7 \pm 4,8$	24	59	271	22,1	15	68	193
XVI—XXIII	68	$10,7 \pm 3,2$	—	—	—	21,1	—	—	—

значение эффективной пористости, которое в этих случаях всегда ниже эффективной пористости однородной породы-коллектора.

Из табл. 7 следует, что коэффициент эффективной пористости закономерно уменьшается с увеличением глубины залегания горизонтов. Такая же закономерность наблюдается и в отношении коэффициента общей пористости, хотя и не столь отчетливая.

Для нефтенасыщенных пластов, залегающих ниже водонетяжного контакта, отношение коэффициента эффективной пористости $k_{п.эф}$ к коэффициенту открытой пористости $k_{п.о}$ соответствует коэффициенту нефтенасыщенности коллекторов k_n . Сравнение показывает, что по горизонтам, для которых результаты ЯМК обеспечивают приемлемую представительность, совпадение k_n , полученных различными способами, вполне удовлетворительное, а различие в значениях k_n , определенных различными путями, не выходит за пределы точности определения запасов.

Результаты определения проницаемости получены при применении палетки, описанной в [38]. Как видно из табл. 6 и 7, значения $k_{пр}$, определенные по данным ЯМК, хорошо совпадают со средними значениями этого параметра по горизонтам.

Оценка характера насыщающего пласт флюида и промышленной нефтеносности коллектора

Оценка характера насыщающего пласт флюида по времени продольной релаксации. Уточнение характера насыщающего пласт флюида по данным ЯМК основано на том, что водонасыщенный и нефтенасыщенный пласты различаются по времени продольной релаксации. Это объясняется тем, что, хотя в промытой зоне нефть почти полностью вытеснена фильтратом бурового раствора, наличие в промытой зоне остаточной нефти предотвращает прямой контакт фильтрата со скелетом породы и создает эффект гидрофобизации его поверхности. По этой причине время продольной релаксации нефтенасыщенного пласта в промытой зоне выше, чем у водонасыщенного, что и является предпосылкой определения присутствия нефти по величине T_1 .

Принципиальная возможность разделения водонасыщенных и нефтенасыщенных коллекторов по времени продольной релаксации подтверждается как лабораторными измерениями, так и прямыми измерениями T_1 в условиях скважины. Так, по месторождениям Татарии T_1 пластов, насыщенных пресной водой, составляет в среднем 400—500 мс, в то время как для нефтенасыщенных эта величина заметно больше — 700 мс [51].

Дисперсия T_1 водонасыщенных и нефтенасыщенных коллекторов достаточно велика, вследствие чего имеется значительная зона неоднозначности, в пределах которой невозможна оценка характера насыщающего коллектор флюида. Перекрывание значений T_1 водонасыщенных и нефтенасыщенных коллекторов об-

ясняется тем, что на этот параметр, помимо остаточной нефти, сильно влияют глинистость, распределение пор по размерам, состав фильтрата бурового раствора и т. п. Учет влияния перечисленных факторов не всегда возможен. Поэтому разделение водонасыщенных и нефтенасыщенных коллекторов по времени продольной релаксации нельзя считать самостоятельным методом для обычных условий, когда достаточно надежны общепринятые приемы. Тем не менее при пресных пластовых водах такой прием вполне оправдан, поскольку электрические и нейтронные методы каротажа в этих условиях малоэффективны.

Оценка промышленной нефтеносности коллектора. Установление факта нефтенасыщенности коллектора не является гарантией его промышленной продуктивности, так как ряд факторов гидродинамического характера сильно влияют на возможность извлечения нефти из пласта. К таким факторам следует отнести отношение воды и нефти в пласте и вязкость нефти. Комплексная интерпретация результатов ЯМК и других методов каротажа в ряде случаев позволяет оценить перечисленные факторы.

Оценка содержания свободной воды в нефтенасыщенном пласте. При определенных условиях пласт может отдавать чистую воду или воду с небольшим содержанием нефти, хотя он и является нефтенасыщенным. Такая ситуация может наблюдаться, если в коллекторе содержится свободная вода, которая в силу большой фазовой проницаемости при заданном градиенте извлекается из пласта намного интенсивнее, чем нефть.

Ни один из геофизических методов, применяющихся для исследования скважин, кроме ЯМК, не может различать свободную воду от связанной. Поэтому до последнего времени содержание свободной воды в нефтенасыщенном пласте не оценивалось. Такую оценку можно произвести с помощью комплекса методов, включающего ЯМК [27]. Схема интерпретации данных этих методов состоит в следующем.

По данным БКЗ или ИК определяется коэффициент водонасыщенности, характеризующий общее содержание воды в нефтенасыщенном пласте k_n . По данным ЯМК и МБК определяется коэффициент остаточной водонасыщенности $k_{в.о}$ в предположении, что пласт продуктивен и, следовательно, содержит в промытой зоне, помимо связанной воды и фильтрата бурового раствора, вязкую и подвижную компоненты остаточной нефти. При этом определенное по данным ЯМК значение пористости следует считать эффективной динамической пористостью $k_{п.эф.д}$, а открытую пористость $k_{п}^{МБК}$ определять по данным МБК. Значения $k_{п.эф.д}$ и $k_{п}^{МБК}$ не учитывают долю порового пространства, которое может быть занято вязкой нефтью. В этом случае коэффициент объемной остаточной водонасыщенности ($k_{в.о} = k_{в.о} k_{пот}$) определяется выражением

$$k_{в.о} = k_{п.о} - k_{п.эф.д} + k_n k_{п.о}. \quad (90)$$

Коэффициент остаточной нефтенасыщенности подвижной компоненты можно ориентировочно принять равным половине коэффициента остаточной нефтенасыщенности, характерной для нефти данной массы. Очевидно, что разность k_v и $k_{v.o}$ дает коэффициент свободной водонасыщенности

$$k_{v.c} = k_v - k_{v.o} \quad (91)$$

Целесообразность применения приведенных соотношений определяется тем, насколько точно можно определить $k_{п.эф.д}$, $k_{п.о}$ и $k_{п.в}$. При малом значении $k_{v.c}$ определение этого параметра осуществимо лишь со значительной ошибкой, однако в практически более важных случаях, когда $k_{v.c}$ сравнительно велико, получаемая точность является достаточной.

Оценка остаточной нефтенасыщенности. Для оценки извлекаемых запасов нефти необходимо знать величину остаточной нефтенасыщенности, которая в общем случае обусловлена наличием двух компонент — вязкой, не смещающейся под действием перепада давления, и подвижной. Полная остаточная нефтенасыщенность может быть оценена путем сопоставления коэффициентов пористости, определенных соответственно с помощью МБК и ГГК:

$$k_{п.о} = \frac{k_n^{ГГК} - k_n^{МБК}}{k_n^{ГГК}} \quad (92)$$

Точность определения величины $k_{п.о}$ зависит от точности определения $k_n^{МБК}$ и $k_n^{ГГК}$, которые невелики. Поэтому использование этого способа дает лишь приблизительную оценку остаточной нефтенасыщенности.

Определение коэффициента остаточной нефтенасыщенности, связанной с подвижной компонентой, было бы возможно путем проведения ЯМК с одновременным воздействием на воду, содержащуюся в поровом пространстве пласта в пределах промытой зоны. Предполагается, что это можно осуществить путем введения в буровой раствор водного раствора парамагнитной соли, например медного купороса. После этого необходимо создать условия, при которых фильтрат бурового раствора проник бы в пласт, а до и после этого осуществить запись кривых ЯМК. При первом измерении ИСФ определялся бы суммарным объемом свободной воды и нефти, а при втором — только свободной нефти, так как сигнал от водной фазы был бы погашен парамагнетиком. Комплексирование с данными ГГК и МБК позволяет оценить коэффициенты остаточной нефтенасыщенности в целом и только для подвижной составляющей [13].

Выделение прослоев с подвижной нефтью в битуминизированных коллекторах. Промышленная нефтенасыщенность зависит в ряде случаев от количества вязких углеводородов в коллекторе. Оно может быть оценено как разность общей остаточной неф-

тенасыщенности, определенной по формуле (92), и остаточной нефтенасыщенности подвижной компоненты. Большой интерес представляют случаи, когда коллектор полностью насыщен неподвижными углеводородами, например битумами. Такие коллекторы по комплексу геофизических признаков не отличаются от нефтенасыщенных, но при опробовании не дают притока и, следовательно, не являются промышленно нефтенасыщенными. Признаком битуминизированности пласта является отсутствие ИСФ при наличии признаков нефтенасыщенности по данным других методов. На нефтяных площадях Татарии имеется опыт выделения битуминизированных коллекторов с использованием данных ЯМК. На рис. 39 приведен пример выделения битуминизированных коллекторов.

По данным комплекса методов НГК, БК, ИК, ВДК и ГК в интервале 77—104 м отмечается пласт, характеризующийся как нефтенасыщенный коллектор. По данным отбора керна пласт содержит битум. По данным ЯМК в интервале 77—94 м ИСФ близок к нулю, что подтверждает насыщенность этой части пласта битумом. Однако ниже, в интервале 94—99 м, пласт содержит свободный флюид. При опробовании этого пласта получен приток вязкой нефти.

Использование ЯМК в комплексе с другими методами для идентификации в разрезе битуминизированных коллекторов дает возможность сократить затраты на вскрытие и последующее опробование пластов, содержащих вязкие малоподвижные углеводороды. С другой стороны, эти данные могут быть использованы при проектировании работ по термическому воздействию на пласт с целью создания условий для получения продукции.

Ограничения метода свободной прецессии

Теоретический анализ особенностей метода свободной прецессии и результаты его опробования в различных условиях указывают на то, что целесообразность и возможность применения ЯМК для изучения разрезов скважин ограничивается рядом факторов: одни приводят к снижению точности определения тех или иных параметров, другие — к невозможности проведения измерений вообще.

Факторы, понижающие точность определения ИСФ, обусловлены помехами измерения и недостаточной стабильностью аппаратуры. Погрешность определения ИСФ, обусловленная этими факторами, составляет 1—2%. Другой причиной, снижающей точность определения ИСФ, является неблагоприятная радиальная характеристика зонда ЯМК, при которой максимальный вклад в измеряемый ИСФ вносит слой породы, непосредственно прилегающий к стенке скважины и, следовательно, в наибольшей степени подверженный в определенных условиях искажающему влиянию различных факторов — глинизации, разрушению

вследствие бурения и т. п. Поэтому для пластов с низкой эффективной пористостью (1,5—2%) количественное определение последней не имеет смысла, хотя включение в эффективную мощность коллекторов с такой или даже меньшей эффективной пористостью вполне возможно и целесообразно.

При неоднородности магнитного поля Земли сигналы свободной прецессии затухают очень быстро, вследствие чего они не регистрируются, либо регистрируются с сильно заниженной амплитудой. При магнитной восприимчивости бурового раствора, превышающей $200 \cdot 10^{-5}$ ед. СГС, неоднородность поля Земли становится настолько значительной, что регистрация сигналов свободной прецессии оказывается невозможной даже в разрезах с хорошими коллекторами. Повышение магнитной восприимчивости бурового раствора может быть вызвано наличием в нем магнитных примесей, например, вследствие утяжеления его гематитом или магнетитом. Магнитная восприимчивость бурового раствора может оказаться повышенной также и при разбуривании пород с высокой магнитной восприимчивостью. В последнем случае отмеченные ограничения ЯМК носят региональный характер и не могут быть устранены ни путем усовершенствования аппаратуры по методу свободной прецессии, ни в результате изменения технологии бурения. Примером может служить Прикуринская низменность, характерная повышенным содержанием ферромагнитных примесей в породах, в пределах которой проведение ЯМК по методу свободной прецессии практически не представляется возможным.

К факторам, ограничивающим возможность проведения ЯМК, относится также глубокое проникновение бурового раствора в пласт. Так как буровой раствор не создает сигнала ЯМК, замещение им пластового флюида приводит к исчезновению ССП. В интервалах разреза, где можно ожидать глинизацию пластов-коллекторов буровым раствором, например в трещинных коллекторах, применение ЯМК для определения ИСФ неэффективно. В отдельных случаях исчезновение ССП может наблюдаться и в гранулярных и кавернозных коллекторах в зоне интенсивного поглощения бурового раствора. Такие зоны обычно выделяются по комплексу методов, как хорошие коллекторы, хотя показания ЯМК в них практически равны нулю. В этих зонах применение ЯМК для выделения коллектора и оценки их коллекторских свойств нецелесообразно, так как может привести к серьезным ошибкам. В то же время использование ЯМК в таких случаях может оказаться полезным, если необходимо выделить зоны поглощения бурового раствора и проследить закономерности их распределения по площади.

Глава VII

ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ЯДЕРНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Ограничения, свойственные методу свободной прецессии, заставляют искать пути совершенствования этого вида геофизического исследования скважин. Возможное направление развития метода обуславливается требованиями методического характера, а также физическими предпосылками, на основе которых возможно либо совершенствовать ЯМК по методу свободной прецессии в модификации Паккарда—Варнана, либо развивать новые модификации ядерного магнитного каротажа. Выбор между этими альтернативами зависит от жесткости методических требований, которые могут либо обусловить необходимость улучшения метрологических или геофизических характеристик аппаратуры, не связанных с изменением ее основных принципов, либо, наоборот, привести к более или менее радикальному изменению основных принципов получения сигналов ядерной индукции.

Задачи усовершенствования существующей аппаратуры

Одним из существенных ограничений ЯМК является трудность измерения малых ИСФ (менее 2%), связанных со сравнительно низким отношением сигнал/шум. Поэтому основная задача совершенствования аппаратуры ЯМК состоит в повышении ее чувствительности и стабильности и снижении уровня шумов. Эти задачи взаимосвязаны, так как изменение одного из перечисленных параметров аппаратуры влечет за собой изменение других.

Усовершенствование аппаратуры без изменения ее структуры может быть осуществлено за счет рационального выбора коммутирующих элементов, способных работать при неизменных характеристиках в диапазоне температуры 40—150° С, разработки катушки зонда, обеспечивающей сохранение постоянства ее добротности в том же температурном диапазоне, и замены транзисторов лампами в схеме плавного включения для повышения ее

термостойкости. В настоящее время уже существует реальная возможность улучшения характеристик аппаратуры ЯМК за счет перечисленных выше мер, поскольку выпускаются отвечающие необходимым требованиям реле и исследованы пути повышения термостойкости катушки зонда [14]. Другим направлением, требующим изучения, является возможность повышения чувствительности аппаратуры за счет увеличения тока поляризации. Для ее реализации необходимо снижение уровня коммутационных помех и повышение термостойкости зонда путем усовершенствования его конструкции.

Существенный вклад в ошибку интерпретации вносит погрешность оценки толщины глинистой корки. Это связано с неблагоприятной радиальной характеристикой зонда, обусловленной быстрым снижением напряженности поляризующего поля в радиальном направлении. Эта же причина приводит и к небольшой глубинности исследования. Таким образом, одной из важных задач усовершенствования аппаратуры является улучшение ее радиальной характеристики. Для этого необходимо, во-первых, снизить чувствительность в области, непосредственно прилегающей к наружной стенке прибора, и, во-вторых, увеличить чувствительность в области, удаленной от стенки скважины. Наиболее желательной является возможность регулирования радиальной характеристики как в ближней, так и в дальней зонах.

Возможные пути решения вопроса изложены в работе [62]. Среди них наибольший интерес представляет возможность создания зоны неоднородного поля непосредственно вблизи прибора для исключения вклада от ближней к нему зоны. Изменяя интенсивность и степень неоднородности поля, можно регулировать зону чувствительности непосредственно вокруг зонда. Другой путь снижения чувствительности вблизи зонда состоит в фокусировке поляризующего поля путем соответствующего распределения витков поляризующей рамки. Зависимость радиальной характеристики зонда ЯМК по полю от характера распределения витков показывает, что фокусировка поляризующего поля возможна только в сравнительно узком секторе. Это требует, с одной стороны, фиксации положения прибора относительно стенки скважины и, с другой — ограничивает возможность произвольного изменения характеристики. При снижении чувствительности с помощью неоднородного поля последнее должно резко снижаться до нуля на расстоянии 1—1,5 см от стенки зонда, что требует фокусировки неоднородного поля с помощью соответствующей обмотки. Таким образом, регулирование чувствительности путем создания неоднородного поля обладает теми же недостатками, что и способ фокусировки, так как для неоднородного поля требуется специальная обмотка, диаграмма направленности которой неизбежно будет отличаться от окружности и, следовательно, также потребует фиксации прибора относительно стенки скважины.

Регулирование глубинности исследования в удаленной зоне путем воздействия на остаточный ток малоэффективно, поскольку сама глубинность исследования невелика.

По-видимому, наиболее рациональным подходом является отказ от прямоугольной поляризующей катушки зонда ЯМК и переход к катушке цилиндрической формы, у которой интенсивность уменьшения напряженности поляризующего поля в радиальном направлении существенно ниже, чем у прямоугольной. Неблагоприятная угловая зависимость сигнала свободной прецессии, характерная для цилиндрической катушки, может быть исправлена путем поворота вектора ядерной намагниченности высокочастотным импульсом перпендикулярно оси скважины до начала прецессии. Тем самым представляется принципиально возможным существенно увеличить геометрическую и информационную глубинность исследования. Этот подход к увеличению глубинности весьма удобно реализовать одновременно с реализацией способа возбуждения ССП, предложенного в [73]. Описанная возможность позволит увеличить глубинность исследования примерно в 2—3 раза и существенно повысить отношение сигнал/шум.

Для определения начальной амплитуды сигнала свободной прецессии в случаях, когда его форма отличается от экспоненциальной, необходим более детальный анализ огибающей сигнала. Это может быть достигнуто путем регистрации ряда мгновенных значений напряжения. Поскольку обработка результатов ЯМК при этом становится очень громоздкой и требует обязательного использования ЭВМ, запись необходимо осуществлять не только в аналоговой, но одновременно и в цифровой форме с использованием перфоленты или магнитной ленты.

Радиочастотные методы возбуждения сигналов ЯМК

Более широкие перспективы развития ЯМК связаны с использованием высокочастотного управления вектором ядерной намагниченности. В гл. I были описаны основные модификации высокочастотного управления вектором ядерной намагниченности при возбуждении сигналов свободной прецессии. Из них наиболее перспективным является, по-видимому, способ радиочастотного возбуждения ССП [73]. Этот способ предусматривает создание принудительной прецессии на ларморовой частоте еще до выключения поля поляризации, которое при этом осуществляется адиабатически и не вызывает нежелательных коммутационных явлений в аппаратуре. Описанный способ имеет еще одно достоинство, связанное с возможностью энергетически более выгодного питания цепей поляризации переменным током с последующим выпрямлением его в скважинном приборе.

Второй возможностью является использование при ЯМК метода спинного эха. Работы по использованию этого метода при

каротаже уже начаты. Одним из основных недостатков ЯМК по методу свободной прецессии в модификации Паккарда—Вариана является невозможность проведения измерений в скважинах, характеризующихся высокой магнитной восприимчивостью пород или бурового раствора. Устранение этого недостатка возможно при использовании ядерного магнитного каротажа методом спинового эха. В настоящее время теоретически рассмотрены вопросы формирования сигналов спинового эха в пористых средах и выполнен анализ условий, необходимых для реализации метода в условиях скважины. Изучается вопрос о целесообразности и возможности создания многоимпульсной аппаратуры и методики проведения ЯМК по методу спинового эха. Разработан и испытан макет аппаратуры ЯМК СЭ в двухимпульсной модификации. Эта аппаратура позволяет осуществлять запись не только сигналов спинового эха, но и сигналов свободной прецессии. Испытания аппаратуры обоими методами, проведенные в условиях скважины с нормальной магнитной обстановкой, дали хорошие результаты.

Исследования, выполненные этой же аппаратурой на моделях скважины с различной магнитной восприимчивостью бурового раствора, подтвердили, что минимальное значение магнитной восприимчивости бурового раствора, при котором еще наблюдаются сигналы спинового эха от свободного флюида, существенно выше, чем предельно допустимое значение этого параметра при ЯМК методом свободной прецессии. Таким образом, метод спинового эха расширяет возможности ядерно-магнитных методов исследования скважин.

Вместе с тем он имеет ряд недостатков по сравнению с ЯМК по методу свободной прецессии. Так, согласно теоретическим соображениям, подтвержденным измерениями на модели скважины, амплитуда спинового эха при прочих равных условиях приблизительно на 50% меньше амплитуды ССП. Амплитуда спин-эха в определенном диапазоне изменения магнитной восприимчивости бурового раствора зависит от величины последнего. При значительной неоднородности магнитного поля на амплитуду спин-эха влияет диффузия молекул свободного флюида. Влияние перечисленных факторов на результаты измерения при ЯМК по методу спинового эха нельзя еще считать достаточно изученным. Тем не менее имеющиеся данные говорят о необходимости учета их при определении ИСФ. По-видимому, методика перехода от результатов измерения по методу спинового эха к измерению индекса свободного флюида будет более сложной, чем по методу свободной прецессии. В то же время метод спинового эха открывает новые возможности, не реализуемые методом свободной прецессии, в частности, возможность определения времени поперечной релаксации, не искаженного влиянием неоднородности магнитного поля Земли. Помимо этого, метод спинового эха позволяет поставить вопрос о разработ-

ке методики оценки распределения пор по размерам путем измерения эффектов, вызванных влиянием диффузии свободного флюида в поровом пространстве коллектора, при различных контролируемых значениях градиента напряженности поля в исследуемом пласте [39].

Таким образом, результаты выполненных предварительных исследований по методу спинового эха обуславливают постановку серьезных задач по разработке аппаратуры. Наиболее важной задачей следует считать при этом обеспечение возможности определения ИСФ в скважинах с повышенной магнитной восприимчивостью пород или бурового раствора. Поэтому основное внимание должно быть сосредоточено на окончании работ по созданию аппаратуры, пригодной для проведения ЯМК по методу спинового эха в двухимпульсной модификации и по методу свободной прецессии, а также по разработке методики интерпретации результатов ЯМК.

Следующим этапом работ в этой области явится развитие ЯМК по методу спинового эха для решения таких методических задач, как определение T_2 и изучение распределения пор по размерам.

Совершенствование методики ядерного магнитного каротажа

Основные направления развития ЯМК по методу свободной прецессии, помимо увеличения чувствительности и точности измерения ИСФ, состоят в совершенствовании методики определения коэффициента проницаемости и выделения продуктивных пластов с оценкой их промышленной нефтеносности. Совершенствование методики определения коэффициента проницаемости может быть разделено на два этапа. Первый состоит в увеличении точности определения $k_{пр}$ однородных коллекторов с межзерновой пористостью, а второй — в решении той же задачи для пластов с частым чередованием прослоев различного типа.

Основным недостатком оценки $k_{пр}$ по данным ЯМК является недостаточно полное использование параметров, влияющих на величину проницаемости, которые могут быть определены по данным ЯМК и других геофизических методов исследования скважин. Так, в формуле (55) используются величины открытой и эффективной пористости, но пренебрегается временем продольной релаксации, величина которого тесно связана с удельной поверхностью скелета породы и характером порового пространства. С другой стороны, в формуле (50) используется эффективная пористость и времена продольной релаксации породы и насыщающей ее жидкости, но не используется открытая пористость. Очевидный недостаток исходных данных для определения коэффициента проницаемости восполняется введением в обе формулы коэффициентов, определяемых эмпирически пу-

тем лабораторного исследования образцов пород. Это лишает формулы для определения $k_{пр}$ универсальности и снижает точность результатов.

Наиболее вероятный путь совершенствования методики определения $k_{пр}$ состоит в исследовании зависимости $k_{пр}$ от четырех параметров — $k_{п.о.}$, $k_{п.эф.}$, T_1 , которые могут быть непосредственно измерены при ЯМК и МБК, и $T_{из.}$, определяемого в лабораторных условиях путем анализа фильтрата бурового раствора. При необходимости следует привлечь дополнительные геофизические данные с тем, чтобы по возможности снизить до минимума или исключить коэффициенты, определение которых необходимо для каждого отдельного месторождения или типа коллектора. Разработка вопросов определения $k_{пр}$ требует проведения серьезных методических работ, в частности лабораторного исследования зависимости $k_{пр}$ от ядерно-магнитных и коллекторских свойств пород, которые можно непосредственно измерить в условиях скважин.

Определение коэффициента проницаемости неоднородных коллекторов осложнено в еще большей степени, так как методики, используемые для определения открытой пористости коллекторов, не могут различить вклады в определяемый параметр, обусловленные прослоями неколлекторов различного типа — глинами, уплотненными песчаниками, известняками, аргиллитами и т. п. Поэтому открытая пористость неоднородного пласта-коллектора представляет некий усредненный параметр, который в большей или меньшей степени отличается от пористости собственно коллектора. Вместе с тем ядерно-магнитные свойства пласта, определяемые при ЯМК, характеризуют только прослой-коллекторы и не зависят свойств прослоев-неколлекторов. Поэтому для того, чтобы использовать с достаточным основанием формулы для определения коэффициента проницаемости, справедливые для однородных коллекторов, необходимо разработать методику определения коэффициента открытой пористости прослоев-коллекторов неоднородного пласта. В настоящее время уже имеются попытки решения этой задачи. Так, в работе [13] показано, при каких условиях можно с достаточной для практики точностью пренебречь слоистостью пласта и определить пористость прослоев-коллекторов по сопротивлению зоны проникновения. В работе [28] описывается методика определения пористости прослоев-коллекторов неоднородного пласта по комплексу методов КС и ПС. В любых случаях задача определения открытой пористости прослоев-коллекторов сводится к выбору адекватного комплекса исследований.

Оценка нефтегазонасыщенности пластов в условиях пресных пластовых вод с использованием данных ЯМК практически возможна только при обнаружении эффектов, связанных с остаточной нефтенасыщенностью коллектора в промытой зоне. Поскольку время продольной релаксации изменяется вследствие влия-

ния остаточной нефтенасыщенности и в то же время зависит от коллекторских свойств пласта, для решения задачи разделения водонасыщенных и нефтенасыщенных коллекторов необходимо комплексирование нескольких методов, результаты измерения которых по-разному зависят от остаточной нефтенасыщенности и коллекторских свойств пласта.

Вопрос о том, каким видом исследований необходимо дополнить ЯМК для достоверной оценки характера насыщающего пласт флюида, в настоящее время нельзя считать изученным. Имеются лишь некоторые предпосылки для определения такого комплекса. Одна из предпосылок состоит в совместном рассмотрении результатов измерения времени продольной релаксации и диэлектрической проницаемости, которые в разной степени и различным образом связаны с остаточной нефтенасыщенностью и другими параметрами коллектора. Другая предпосылка состоит в комплексировании результатов измерений времени продольной релаксации в сильном и слабом полях. Определенный интерес представляет возможность разделения водонасыщенных и нефтенасыщенных пластов путем введения в буровой раствор парамагнетиков, избирательно растворимых в воде или нефти, и проведения ЯМК дважды — до и после этой операции. Осуществление подобных работ связано, однако, с рядом технических и методических трудностей.

Заслуживает внимания задача использования ЯМК для оценки промышленной нефтеносности коллектора. Для решения этой задачи необходимо определить содержание свободной воды в нефтенасыщенном коллекторе, а также оценить степень подвижности углеводородов в нефтенасыщенном пласте.

Следует обратить внимание на то, что изучение ядерно-магнитных свойств нефтей при различных термодинамических условиях и сопоставление полученных сведений с результатами определения эффективной динамической пористости нефтенасыщенных коллекторов может дать представление об извлекаемых запасах и об эффективности термического воздействия на пласт, способствующего полному извлечению.

Изложенные выше методические задачи, решение которых требует применения ЯМК по методу свободной прецессии, в полной мере относятся и к ЯМК по методу спин-эха, который, помимо возможности проведения исследований в разрезах с повышенной магнитной восприимчивостью пород, позволяет определить истинное время поперечной релаксации. Этот параметр может дать дополнительную информацию о коллекторских свойствах пород и о наличии остаточной нефти в них. Иными словами, он может использоваться для оценки характера насыщающего пласт флюида и определения коэффициента проницаемости. Реализация методик, использующих время поперечной релаксации, требует постановки лабораторных работ по изучению связи этого параметра с другими параметрами горных пород.

Другой интересной методической особенностью ЯМК по методу спин-эха является уже отмеченная выше возможность оценки характера распределения пор коллектора по размерам путем измерения коэффициента диффузии свободного флюида в поровом пространстве коллектора. Эта задача может рассматриваться как самостоятельная, так как для своего решения, помимо лабораторного изучения факторов, влияющих на коэффициент диффузии свободного флюида, она требует разработки специальной аппаратуры, отличающейся от обычной аппаратуры наличием устройства для создания дополнительного поля с контролируемой и регулируемой неоднородностью. Задача оценки распределения пор по размерам методом спин-эха представляет большой интерес с точки зрения изучения коллекторов промыслово-геофизическими методами, поскольку методы, основанные на анализе кривых продольной релаксации, вряд ли смогут быть реализованы из-за необходимости очень высокой точности измерения, не достижимой в условиях скважины. Разработку этих вопросов целесообразно начать после окончания работ по созданию аппаратуры ЯМК по методу спин-эха.

Как уже отмечалось, некоторые магнитные методы, например такие, как эффект Оверхаузера, в принципе позволяют решать задачи выделения нефтеносных пластов. Недостатки этих методов и слабая изученность их применительно к горным породам не позволяют считать их разработку ближайшей задачей в общем комплексе задач, связанных с развитием ядерных магнитных методов исследования скважин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Пер. с англ. М., ИЛ, 1963. 551 с. с ил.
2. Аксельрод С. М., Даневич В. И., Мелик-Шахназаров А. М. К теории ядерно-магнитного каротажа.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1963, № 4, с. 93—98 с ил.
3. Аксельрод С. М., Даневич В. И. О погрешности интерпретации данных ядерно-магнитного каротажа.—«Прикладная геофизика», вып. 56. М., «Недра», 1969, с. 177—181 с ил.
4. Аксельрод С. М., Даневич В. И. Некоторые вопросы теории ядерно-магнитного каротажа.—«Прикладная геофизика», вып. 56. М., «Недра», 1969, с. 182—189 с ил.
5. Аксельрод С. М., Даневич В. И., Мехтиев А. А. О влиянии ограниченной мощности пласта на форму кривой ядерно-магнитного каротажа.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1968, № 9, с. 95—98.
6. Белорай Я. Л., Былина Э. А., Запорожец В. М. Изучение состояния окисленной воды в горных породах импульсным методом ЯМР.—В кн.: Состояние и перспективы ядерно-геофизических методов поиска и разведки полезных ископаемых, вып. 5. М., «Недра», 1969, с. 283—297 с ил.
7. Бендет Д. Н. Основы теории случайных шумов и ее применение. Пер. с англ. М., «Наука», 1965. 463 с. с ил.
8. Бувингович В. И. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах. М., «Советское радио», 1951. 360 с. с ил.
9. Ван-дер-Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике. Пер. с англ. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958. 296 с. с ил.
10. Гардсиян С. Теория информации. Пер. с англ. М., ИЛ, 1957. 446 с. с ил.
11. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., «Советское радио», 1971. 671 с. с ил.
12. Гуткин Л. С. Теория оптимальных методов радиоприема при флуктуационных помехах. М., «Советское радио», 1972. 447 с. с ил.
13. Дебранд Р. Теория и интерпретация результатов геофизических методов исследования скважин. Пер. с франц. М., «Недра», 1972. 288 с. с ил.
14. Даневич В. И., Керимов З. Г. К методике расчета датчиков ядерно-магнитного каротажа.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1969, № 8, с. 93—97 с ил.

15. Жданов М. А., Лисунов В. Р., Гришин Ф. А. Методика и практика подсчета запасов нефти и газа. М., «Недра», 1967. 403 с. с ил.
16. Зайдель А. Н. Элементарные оценки ошибок измерения. М., «Наука», 1967. 88 с. с ил.
17. Запорожец В. М. Магнито-резонансные методы каротажа. М., изд. ВНИИОЭНГ, 1968. 35 с. с ил.
18. Зверев Г. Н. Метод информационной модели в теории индукционного каротажа.—Изв. вузов. Сер. Геология и разведка», 1965, № 10, с. 125—130 с ил.
19. Изучение некоторых коллекторских свойств горных пород методами ядерно-магнитного резонанса.—«Геология нефти и газа», 1972, № 1, с. 59—63 с ил. Авт.: С. В. Веденни, Г. Р. Булка, В. П. Винокуров, Т. А. Захарченко, Н. М. Низамутдинов.
20. Клеванская Б. В. Исследование и разработка методов и устройств для автоматизированной обработки сигналов ядерно-магнитного каротажа. Автореферат диссерт. на соискание учен. степени канд. техн. наук. Баку, АзИНефтехим, 1974, 24 с.
21. Комаров С. Г., Миколаевский Э. М., Сохранов Н. Н. Оценка нефтегазоносности пластов по данным каротажа.—«Прикладная геофизика», вып. 54. М., «Недра», 1969, с. 172—184 с ил.
22. Котяхов Ф. И. Основы физики нефтяного пласта. М., Гостоптехиздат, 1956. 363 с. с ил.
23. Лейтес Р. Д. Процессы установления в многокаскадном усилителе.—«Радиотехника», 1947, т. 2, № 3, с. 32—46.
24. Левин Б. Р. Статистическая радиотехника. Т. II. М., «Советское радио», 1968. 503 с. с ил.
25. Леше А. Ядерная индукция. Перев. с нем. М., ИЛ, 1963, 684 с. с ил.
26. Меликов Т. К. Изменение температуры относительно оси скважины в радиальном направлении.—Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1964, № 3, с. 7—10 с ил.
27. Методическое руководство по проведению ядерного магнитного каротажа и интерпретации его данных. М., изд. ВНИИЯГГ, 1973. 220 с. с ил. Авт.: С. М. Аксельрод, В. И. Даневич, Ф. Ц. Денисик, А. Ф. Евдокимов, В. М. Запорожец, Ю. И. Махов, В. Д. Неретин, Г. Л. Орлов, Д. М. Садыхов, В. Д. Чухвичев.
28. Методическое руководство по определению проницаемости песчано-глинистых коллекторов месторождений п-ова Магнышлак по данным промысловой геофизики, в том числе с помощью ЭВМ. М., изд. ВНИИ, 1972. 83 с. с ил. Авт.: Л. П. Долгина, Л. Ф. Иванчук, О. П. Иоффе, Г. В. Воронцова.
29. Неретин В. Д. Влияние скорости каротажа на амплитуду сигнала при проведении ЯМК.—В кн.: Ядерно-геофизические и геохимические исследования. М., изд. ВНИИЯГГ, 1970, с. 25—33 с ил.
30. Неретин В. Д., Былина Э. А. Аппаратура для измерения времени релаксации по методу свободной ядерной индукции в слабых магнитных полях.—«ЖФХ», 1968, т. XLII, № 8, с. 2133—2137 с ил.
31. Неретин В. Д., Былина Э. А. Наземная регистрирующая панель аппаратуры ЯМК.—«Геофизическая аппаратура», вып. 47. Л., «Недра», 1971.

с. 118—121 с ил.

32. Орлов Г. Л., Даневич В. И., Керимов З. Г. Коммутационное устройство аппаратуры ядерно-магнитного каротажа, работающей на трех-жильном бронированном каротажном кабеле.—«Изв. вузов. Серия Нефть и газ», 1969, № 3, с. 85—87 с ил.

33. Орлов Г. Л., Клеванская Б. В. Устройство управления током поляризации при ЯМК.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1968, № 9, с. 99—101 с ил.

34. Орлов Г. Л., Клеванская Б. В. Счетно-решающее устройство для вычисления времени продольной релаксации при ядерно-магнитном каротаже.—«Ученые записки АзИНефтехим», 1970, № 1, с. 66—70 с ил.

35. Орлов Г. Л., Мелик-Шахназаров А. М., Даневич В. И. Измерение сигнала ЯМК.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1967, № 9, с. 85—88 с ил.

36. Орлов Г. Л., Даневич В. И., Мазинашвили Г. Б. Релаксометр—аппаратура для исследования образцов горных пород методом свободной прецессии.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1972, № 9, с. 91—93 с ил.

37. Опыт применимости систем оперативной интерпретации промыслово-геофизических данных в Азербайджане.—В кн.: Автоматическая интерпретация промыслово-геофизических данных. М., изд. ВНИИГеофизики, 1971, с. 105—112 с ил. Авт.: С. М. Аксельрод, Г. А. Акипфеева, В. Г. Бельский, Г. Е. Гаузер, Е. А. Тавризова.

38. Определение проницаемости коллекторов методами ядерно-магнитного резонанса.—«Геология нефти и газа», 1972, № 8, с. 63—68 с ил. Авт.: С. В. Веденин, Г. Р. Булка, В. М. Винокуров, Т. А. Захарченко, Н. М. Низамутдинов, В. Д. Щепкин.

39. Определение среднего диаметра пор гранулярных коллекторов нефти и газа импульсным методом ЯМР.—«Геология нефти и газа», 1974, № 4, с. 47—53 с ил. Авт.: С. В. Веденин, В. М. Винокуров, Т. А. Захарченко, В. Д. Щепкин.

40. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Квадратная магнитометрия.—«Геофизическая аппаратура», вып. 33. Л., «Недра», 1967, с. 13—94 с ил.

41. Ремез Г. А. Радионизмерения. М., «Связь», 1967. 320 с. с ил.

42. Рудзенья Р. В., Былина Э. А., Неретия В. Д. Зависимость амплитуды сигнала свободной прецессии протонов и глубинности ЯМК от величины остаточного поля поляризации.—«Нефтегазовая геология и геофизика», 1967, № 4, с. 40—49 с ил.

43. Саркисов К. А., Даневич В. И., Орлов Г. Л. К вопросу точности оценки начальной амплитуды сигнала свободной прецессии.—«Изв. вузов. Сер. Нефть и газ», 1973, № 5, с. 95—98 с ил.

44. Сохранов Н. Н. Машинные методы обработки и интерпретации результатов геофизических исследований скважин. М., «Недра», 1973. 229 с. с ил.

45. Татаринцов А. Б. Об оценке постоянной слагаемой продетектированного сигнала в смеси с аддитивным гауссовым шумом по отрезку одной реализации конечной длительности.—«Радиотехника», 1963, т. 18, № 6, с. 7—14 с ил.

46. Устройство для ядерного магнитного каротажа.—«Бюллетень изобретений и товарных знаков», 1965, № 4. Авт.: С. М. Аксельрод, В. И. Даневич, В. М. Запорожец и др.
47. Устройство для проведения ядерно-магнитного каротажа.—«Бюллетень изобретений и товарных знаков», 1970, № 16. Авт.: А. М. Мелик-Шахназаров, Г. Л. Орлов, В. И. Даневич, Б. В. Клеванская.
48. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР. Пер. с англ. М., «Мир», 1973. 164 с. с ил.
49. Ханин А. А. Остаточная вода в коллекторах нефти и газа. М., Гостоптехиздат, 1963. 208 с. с ил.
50. Харкевич А. А. Борьба с помехами. М., «Наука», 1965. 275 с. с ил.
51. Чухвичев В. Д., Неретин В. Д. Опыт использования ЯМК для определения характера насыщения пластов на месторождениях Татарии.— В кн.: Нефтепоисковые геофизические исследования на территории Татарии, Казань, изд. Казанского государственного ун-та, 1974, с. 168—174 с ил.
52. Шенк Х. Теория инженерного эксперимента. Пер. с англ. М., «Мир», 1972, 381 с. с ил.
53. Ядерный магнитный резонанс. Л., изд. ЛГУ, вып. 1, 1966. 170 с. с ил.
54. Ядерный магнитный резонанс в земном поле. Л., изд. ЛГУ, 1967, 230 с. с ил. Авт.: П. М. Бородин, А. В. Мельников, А. А. Морозов, Ю. С. Чернышев.
55. Baker J. H. Nuclear Magnetism Signal Analysing System. Patent of USA, No 3479579, 1966.
56. Baker J. H. Coil assembly for NML. Patent of PSA, No. 3538429, 1970.
57. Brown R. J. S. Field dependence of proton relaxation in water near surfaces.—«Bull. Am. Phys. Soc.», Ser. II, 1958, vol. 3, p. 23.
58. Brown R. J. S., Torrey H. C., Korringa J. Methods for investigating the properties of fluid (materials) within porous media. Patent of USA, No 3213356, 1965.
59. Brown R. J. S. Proton spin relaxation in pure water.—«Bull. Am. Phys. Soc.», Ser. II, 1958, vol. 3, p. 166.
60. Brown R. J. S., Gamson B. W. Nuclear Magnetism Logging.—«J. of Petrol. Techn.», 1960, vol. 219, No. 8, p. 201—209.
61. Brown R. J. S., Collidge J. E. Amplifier input control circuits. Patent of USA, No 3204178, 1965.
62. Brown R. J. S. Penetration control of NML. Patent of USA, No. 3 199 022, 1965.
63. Brown R. J. S. Proton Relaxation in Crude Oils.—«Nature», 1961, vol. 189, No 4, p. 387—388.
64. Devereux O. F. Effect of Crude Oil on the Nuclear Magnetic Relaxation of Water Protons in sandstone.—«Nature», 1967, vol. 215, No 5, p. 614—615.
65. Robinson J. D., Loren J. D., Hartman D. E. Determining residual oil with the Nuclear Magnetism Log.—«J. of Petrol. Techn.», 1974, No 2, p. 226—236.

66. Hull P., Coolidge J. E. Field examples of NML.—«J. of Petrol. Techn.», 1960, vol. 12, No 8, p. 14—17.

67. Korrington J., Seevers D. O., Torrey H. D. Theory of spin pumping and relaxation in system with low concentration of electron spin resonance center.—«The Phys. Rev.», 1962, vol. 127, p. 1143—1150.

68. Loren J. D. Permeability estimates from NML measurements.—«J. of Petro. Techn.», 1972, No 8, p. 74—84.

69. Loren J. D., Robinson J. D. Relation between pore size, fluid and matrix properties and NML measurements.—«Soc. Petr. Ing. J.», 1970, No 9, p. 268—278.

70. Melton B. F., Pollac V. L. Nuclear magnetism resonance apparatus for experiments in the earth magnetic field.—«Rev. Sci. Instr.», 1971, vol. 2, No 6, p. 769—773.

71. Senturia S. D., Robinson J. D. Nuclear spin-lattice relaxation of liquids confined in porous solid.—«Soc. Petr. Ing. J.», 1970, No 9, p. 237—244.

72. Seevers D. O. A nuclear magnetic method for determining the permeability of sandstone.—«Trans. SPWLA 7-ann. Logging Simp.», 1966, vol. 6, p. 1—13.

73. Slichter C. F. Nuclear Magnetic Logging.—Patent of USA, No 3667035, 1972.

74. Timur A. Pulsed NMR studies of porosity, movable fluid and permeability of sandstones.—«J. of Petrol. Techn.», 1969, vol. 21, No 6, p. 775—786.

75. Timur A. Nuclear magnetic resonance of carbonate rocks.—«The Log Analyst», 1972, vol. 13, No 5, p. 3—11.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Глава I. Физические основы ядерных магнитных методов исследования скважин	7
Ядерный магнитный резонанс	7
Свободная прецессия	10
Спиновое эхо	12
Исследование разрезов скважин ядерными магнитными методами	15
Принцип измерения при исследовании скважин методом свободной прецессии в модификации Паккарда — Вармана	17
Глава II. Аппаратура ядерных магнитных методов исследования скважин	22
Измерение сигналов	23
Прием слабых сигналов	28
Блок-схема аппаратуры	34
Скважинный снаряд	37
Наземное измерительное устройство	40
Глава III. Основы теории зонда	44
Пространственные характеристики зонда	44
Измерительные характеристики зонда	49
Амплитуда ССП в пластах ограниченной мощности и в пластах с частым чередованием тонких прослоев	54
Глубинность ядерных магнитных методов исследования	57
Глава IV. Ядерные магнитные свойства флюидов и горных пород	60
Ядерные магнитные свойства водородсодержащих жидкостей в свободном объеме	60
Ядерные магнитные свойства флюидов в пористой среде	63
Связь ядерных магнитных и коллекторских свойств горных пород	65
Глава V. Методика измерений и обработка результатов	71
Методика проведения ЯМК	71
Обработка результатов исследований с целью определения ИСФ пластов	73
Определение ИСФ	77
Определение времени продольной релаксации	84
Глава VI. Изучение разрезов скважин ядерными магнитными методами	87
Выделение коллекторов в разрезах скважин	87
Определение эффективной пористости коллекторов	100
Оценка характера насыщающего пласт флюида и промышленной нефтеносности коллектора	108
Ограничения метода свободной прецессии	112
Глава VII. Перспективы дальнейшего развития ядерных магнитных методов исследования скважин	114
Задачи усовершенствования существующей аппаратуры	114
Радиочастотные методы возбуждения сигналов ЯМК	116
Совершенствование методики ядерного магнитного каротажа	118
Список литературы	122

*Самуил Михайлович Аксельрод,
Владимир Исаевич Даневич,
Всеволод Михайлович Запорожец,
Александр Федорович Евдокимов,
Александр Михайлович Мелик-Шахназаров,
Владислав Дмитриевич Неретин,
Григорий Львович Орлов*

**ЯДЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН**

Редактор издательства *Т. И. Борушко*
Обложка художника *К. В. Голикова*
Технические редакторы *Э. А. Болдырева,
В. В. Соколова*
Корректор *Л. В. Сметанина*

Сдано в набор 24/XII 1975 г.
Подписано в печать 10/IX 1976 г. Т-13293
Формат 60X90¹/₁₆. Бумага № 2. Печ. л. 8,0.
Уч.-изд. л. 7,92. Тираж 2100 экз.
Заказ № 1587/5309-3. Цена 79 коп.

Издательство «Недра»,
103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров
СССР по делам издательства, полиграфии и книж-
ной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопор-
товая ул., 24.

HEPRA