

**НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПОРОД,
НАСЫЩЕННЫХ ВОДОНЕФТЯНОЙ СМЕСЬЮ**

Т.И. Ельцов, В.Н. Доровский, Д.Н. Гапеев*

*Компания «Бэйкер Хьюз», Новосибирский технологический центр,
630128, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а, Россия,*

** Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта,
236041, Калининград, ул. А. Невского, 14, корп. 10, Россия*

Представлена принципиально новая схема определения водонефтяного соотношения в пористой насыщенной среде посредством диэлектрической спектроскопии. На основе анализа экспериментальных измерений диэлектрической проницаемости и фактора диэлектрических потерь устанавливается, что в пористых средах, насыщенных водой, диэлектрический спектр килогерцового и мегагерцового частотного диапазона электромагнитного поля имеет вид характерной симметричной кривой, которая нарушается с введением в рассматриваемую среду нефти. Характер симметрии, мера нарушения, а также связанные с ними физические механизмы поляризации позволяют определить водонефтяное соотношение, не прибегая к формулам смеси, использующихся традиционно для определения водонефтяного соотношения в поляризации Максвелла—Вагнера.

Диэлектрический спектр, килогерцовый диапазон, пористая среда.

**DIELECTRIC SPECTRA OF WATER–OIL–SATURATED POROUS MEDIA FOR THE kHz RANGE
AND DETERMINATION OF VOLUME FRACTIONS OF SYSTEM COMPONENTS**

T.I. Eltsov, V.N. Dorovsky, and D.N. Gapeev

The article presents a novel procedure of finding the water–oil ratio in a saturated porous medium by dielectric spectroscopy. Based on the study of experimental measurements of dielectric permittivity and the dielectric loss factor, it has been established that the dielectric spectrum in the kHz and MHz frequency range of the electromagnetic field in a porous medium saturated with fresh water is a characteristic symmetrical curve, whose symmetry may be distorted when oil is introduced into the system. The type of symmetry, degree of distortion, and corresponding physical mechanisms of polarization enable one to find the water–oil ratio without resorting to the mixture formulae traditionally used for finding the water–oil ratio in Maxwell–Wagner relaxation.

Dielectric spectra, kHz domain, porous medium

ВВЕДЕНИЕ

Определение методом скважинного электромагнитного зондирования водонефтяного соотношения в пористом насыщенном коллекторе затрагивает самый широкий круг вопросов диэлектрической спектроскопии. Решение проблемы связано, прежде всего, с возможностью отображения диэлектрических спектров скважинным индукционным электромагнитным зондом [Hizem et al., 2008; Глинских и др., 2013а,б], идентификацией составляющих компонент пористого насыщенного коллектора по диэлектрическим спектрам [Ревизский, 2002], а также возможностью определения водонефтяного соотношения по основным релаксационным характеристикам диэлектрических спектров [Seleznev et al., 2004; Hizem et al., 2008; Эпов и др., 2012]. Понятийного аппарата и методов электроразведки, в основании которых лежит представление об электропроводности среды по постоянному току, для этих целей явно недостаточно. Кроме того, область частот электромагнитного поля, определяющая сферу интересов классической электроразведки, может быть установлена только на основании анализа диэлектрических спектров, поскольку низкочастотная асимптотика поляризации Максвелла—Вагнера для низкопроводящих сред выделяет из диэлектрического спектра значение проводимости по постоянному току. С другой стороны,

именно проводимости по постоянному току подсистем, слагающих пористую среду, определяют релаксационные характеристики поляризации Максвелла—Вагнера [Духин, Шилов, 1972].

Для определения пористости, процентного соотношения воды и нефти в коллекторе методом диэлектрической спектроскопии часто привлекают ту или иную формулу смешения, выражающую комплексное значение диэлектрической проницаемости через комплексные значения диэлектрической проницаемости подсистем. При этом исследования, как правило, затрагивают вопрос о соответствии экспериментальным данным той либо иной формулы смешения [Seleznev et al., 2004]. Проводя измерения диэлектрического спектра в области частот электромагнитного поля, в которой заведомо выполняется поляризация Максвелла—Вагнера, можно получить выражения релаксационных поляризационных характеристик композиционной среды через проводимости и диэлектрические проницаемости подсистем [Духин, Шилов, 1972]. В скважинной технологии измерением диэлектрического спектра электромагнитным индукционным прибором определяются релаксационные поляризационные параметры. При использовании формул смешения формально определяются проводимости, значения диэлектрических проницаемостей подсистем, а также их объемные доли, однако при этом возникают существенные проблемы. Прежде всего, часто релаксационные характеристики поляризации Максвелла—Вагнера для пористых водонасыщенных систем реально могут находиться вне области выполнения самой поляризации и, как следствие, вне справедливости той либо иной формулы смешения. Во-вторых, число релаксационных параметров пористой насыщенной среды (например, в случае одновременного насыщения формации водой и нефтью), как правило, меньше числа диэлектрических степеней свободы подсистем. Подобного рода проблемы заставляют обратиться к поиску альтернативных методов вычисления объемных долей присутствующих подсистем и пористости формации. В настоящей статье обсуждается попытка ответить на вопрос о возможности измерения пористости формации, насыщенной водонефтяной смесью, а также водонефтяного соотношения по спектру диэлектрической проницаемости, не привлекая формулы смешения.

АКУСТИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Идентифицировать пористую среду, насыщенную водой и нефтью, по диэлектрическим спектрам в мегагерцовом диапазоне электромагнитного излучения (область поляризации Максвелла—Вагнера) достаточно проблематично. Действительно, на рис. 1 представлены два характерных спектра диэлектрической проницаемости мегагерцового диапазона для песчаников, насыщенных нефтью (см. рис. 1, *а*) и водой (см. рис. 1, *б*) [Ревизский, Дыбленко, 2002].

Совпадение качественного поведения частотного спектра очевидно: на обеих кривых обнаруживаем поляризацию Дебая и Коул—Дэвидсона. Количественное отличие лежит в области малых значений амплитуд реальной и комплексной частей диэлектрической поляризации, которое может нивелироваться пористостью среды. Понятно, что качественно идентифицировать среду по диэлектрическим спектрам воды и нефти достаточно проблематично. В области мегагерцового диапазона и низких значений диэлектрической проницаемости коллоидная структура флюида информационно перегружает спектры, затрудняя выделение воды, особенно в области ее малых объемных долей. Основная причина привлекательности измерения и использования диэлектрических спектров мегагерцового диапазона частот электромагнитного поля связана с наличием той либо иной формулы смешения. Часто [Seleznev et al., 2004] обращаются к использованию формулы Бруггемана [Bruggeman, 1935; Hanai, Kolloid, 1961; Sen, Feng, 1985], так как она более адекватно описывает значение диэлектрической проницаемости композита — карбонаты + рассол. В основе физического механизма, отвечающего за формулу смешения, лежат миграционные токи, текущие по объемам подсистем, слагающим диэлектрический композит и тем самым обеспечивающим поляризацию Максвелла—Вагнера. Между тем качественно идентифицировать

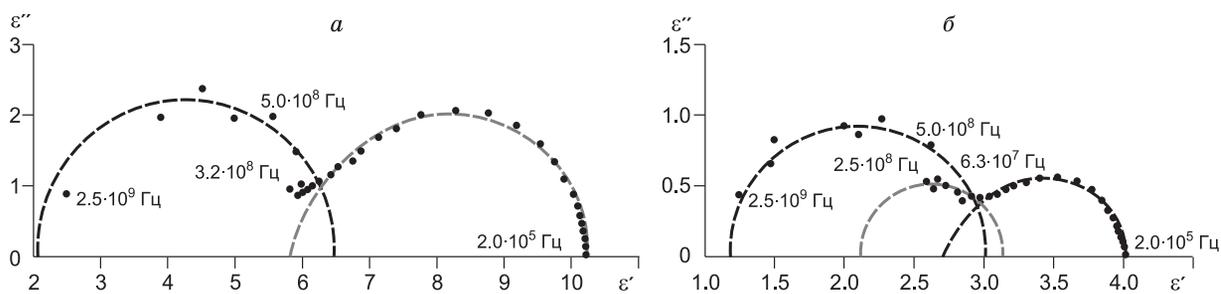


Рис. 1. Диэлектрические спектры песчаника, насыщенного нефтью (*а*) и водой (*б*) [Ревизский, Дыбленко, 2002].

насыщенные водой пористые среды в скважинных условиях можно, расширяя диапазон частот электромагнитного поля вплоть до начала килогерцового диапазона частот. В работах [Левицкая, Носова, 1984; Левицкая, Пальвелева, 1990] показано, что поляризационный диэлектрический спектр насыщенных водой доломитов и песчаников описывается симметричной кривой Коул—Коула в диапазоне частот от 10 кГц до 60 МГц. В килогерцовой зоне частот (акустический диапазон) значение реальной части диэлектрической проницаемости может достигать 400 и выше уже при водонасыщении 6.6 %. Такие высокие значения диэлектрической проницаемости в пористых насыщенных водой средах при малой водной концентрации нельзя получить за счет механизма, определяющего поляризацию Максвелла—Вагнера. Наличие симметричного диэлектрического спектра водонасыщенных горных пород, а также высокие значения диэлектрической проницаемости в килогерцовом диапазоне спектра является идентифицирующим признаком присутствия воды в пористой среде, что может быть положено в технологическую основу определения водонасыщенности в скважинных методах диэлектрической спектроскопии. С другой стороны, отсутствие механизма поляризации Максвелла—Вагнера ведет к принципиальной невозможности существования формулы смешения. Последнее утверждение становится очевидным, если принять во внимание механизм диэлектрической поляризации, обусловленный движением противоположно заряженных двойного электрического слоя [Духин, Шилов, 1972]. Последний разделяет воду и горную породу в поровом пространстве. Миграционные токи в породе незначительны и на фоне гигантской поляризационной возможности двойного слоя шунтируются и не проявляются на диэлектрических спектрах. Это означает, что в присутствии воды мы практически не способны видеть диэлектрическую проницаемость горной породы и, как следствие, отсутствует возможность получения соответствующей формулы смешения.

В экспериментальной работе [Левицкая, 1984] установлено, что асимптотическое значение реальной части диэлектрической проницаемости в области высоких частот практически не зависит от литологического состава среды. Можно выделить типы пород (кластические, хемогенные, органогенные и др.), в пределах которых эта зависимость может оказаться чрезвычайно слабой. Более того, асимптотическое (высокочастотное) значение реальной части диэлектрической проницаемости в области высоких частот практически не зависит от солености рассола, насыщающего пористую среду [Левицкая, Носова, 1986]. Это обстоятельство легко понять, если вспомнить формулу смешения Максвелла—Вагнера (которая заведомо выполняется в высокочастотной области спектра): высокочастотное асимптотическое значение реальной части диэлектрической проницаемости, согласно формуле смешения, не зависит от проводимостей (по постоянному току) подсистем. При этом зависимость от влагонасыщенности (пористости, K) имеет характерную функциональную зависимость, представленную на рис. 2.

Характер зависимости $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\infty}(K)$ резко отличается от соответствующей зависимости поляризации Максвелла—Вагнера [Духин, Шилов, 1972]. Здесь следует обратить внимание на быстрый рост асимптотического значения диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\infty}(K)$ в области малых значений концентрации воды, в то время как поляризация Максвелла—Вагнера характеризуется значительным ростом диэлектрической проницаемости только в области высоких концентраций воды. Кривая, изображенная на рис. 2, позволяет определить водонасыщенность, а следовательно, и пористость водонасыщенной формации в рамках абсолютной измерительной шкалы, если известно значение $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\infty}(K)$. Действительно, располагая измеренным значением ϵ_{∞} , по кривой зависимости $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\infty}(K)$ определяем процентное содержание K присутствующей в порах воды. Перед этим по характеру симметричности поляризационной кривой Коул—Коула убеждаемся в водонасыщенности формации.

Продолжая анализировать результаты экспериментальной работы [Левицкая, Пальвелева, 1990], можно выделить идентифицирующие признаки присутствия нефти и воды в порах формации. Диэлектрический спектр формации, насыщенной водонефтяным раствором, описывается поляризационной кривой Гаврильяка—Негами [Челидзе и др., 1977], имеющей вид асимметричной кривой в областях малых и высоких значений частот электромагнитного поля (рис. 3). Измеряя спектр диэлектрической проницаемости индукционным скважинным прибором, факт наличия асимметричности поляризационной

кривой, а также достаточно высокие значения диэлектрической проницаемости следует связывать с присутствием нефти наряду с водой. Следует, однако, принимать во внимание, что небольшая асимметрия может вызываться присутствующей в системе органикой [Левицкая, Пальвелева, 1984].

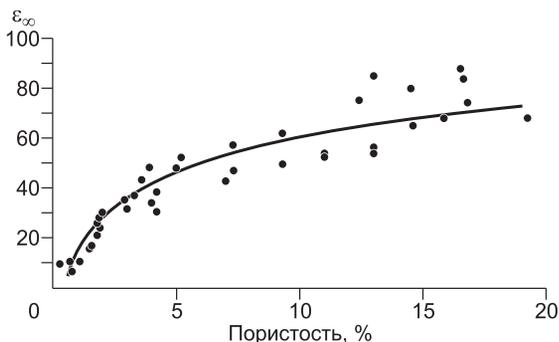


Рис. 2. Зависимость высокочастотного предела реальной части диэлектрической проницаемости от пористости [Левицкая, Носова, 1984].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРИСТОСТИ ФОРМАЦИИ

Определить пористость в присутствии произвольного процентного содержания нефти в порах, следуя вышеприведенной методике, достаточно проблематично. К решению этого вопроса можно подойти с несколько иной стороны. Поляризационная кривая Гаврильяка—Негами

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{[1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}]^{\beta}} \quad (1)$$

позволяет получить в качестве следствия формулу, связывающую степени поляризации α , β с поляризационными характеристиками кривой Коул—Коула [Деревянко, Куриленко, 1971],

$$\frac{2\varepsilon''_{\max}}{\Delta\varepsilon} = \operatorname{tg}\left(\frac{1-\alpha}{4}\pi\right) \cdot \chi(\beta), \quad \chi(\beta) = 2 \left[\sin \frac{\beta\pi}{2(1+\beta)} \right]^{1+\beta}, \quad (2)$$

где ε — комплексное значение диэлектрической проницаемости, ε_{∞} — высокочастотный предел реальной части диэлектрической проницаемости, ε_0 — значение диэлектрической проницаемости при $\omega = 0$ (ω — круговая частота), τ — характерное время релаксации.

Параметр β изменяется в общем случае в интервале $[0, 1]$, $\beta = 1$, когда нефть отсутствует в поровом пространстве. Параметр α также меняется в интервале $[0, 1]$, но значению $\alpha = 0$ соответствует ситуация с отсутствием воды в поровом пространстве формации.

Формулу (2) решим относительно поляризационного параметра α (рис. 4)

$$\alpha = 1 - \frac{4}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon}{\chi(\beta)} \right] \quad (3)$$

и обратим внимание на важный экспериментальный факт. На рис. 5 представлены поляризационные кривые образца песчаника для двух ситуаций: первая — в порах формации есть только минерализованная вода, вторая (с меньшей максимальной амплитудой мнимой части диэлектрической проницаемости) — наряду с водой присутствует трансформаторное масло (54 % — масло, 46 % — вода, пористость формации 14.1 %). Для двух этих кривых имеем одно и то же значение параметра $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon \approx 0.8$, как это непосредственно следует из графической зависимости рис. 5, а также данных работы [Левицкая, Пальвелева, 1990]. Другими словами, параметр $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$ — слабоменяющаяся функция нефтесодержания: для одной и той же пористой среды, насыщенной нефтью и водой в разных соотношениях, величина $v = 2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$, практически не меняется. Можно утверждать, что величина $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$ является характеристикой порового пространства, насыщенного водой. При этом β можно интерпретировать как параметр, описывающий содержание нефти. В присутствии нефти всякому значению β , отличному от единицы, соответствует значение $\alpha_v(\beta)$, определяемому согласно (3). Справедливо утверждение: при всяком заданном значении $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$ параметр β (см. рис. 4) может меняться только в пределах значений из интервала $[\beta_*, 1]$, при этом значение $\beta = 1$ соответствует ситуации, при которой нефть отсутствует. При $\beta = \beta_*$ вода отсутствует в порах формации. Одновременно с этим поляризационный параметр α

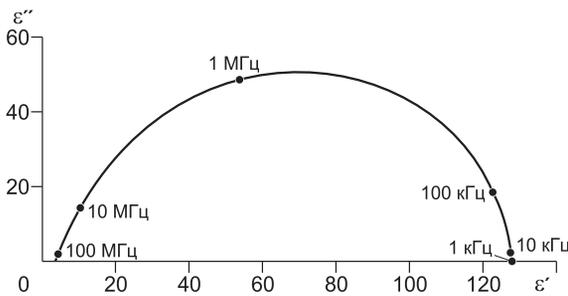


Рис. 3. Диэлектрический спектр Гаврильяка—Негами:

диэлектрическая проницаемость песчаника (пористость 14.1 %), насыщенного раствором NaCl (концентрация 15 г/л) и трансформаторным маслом (7.61 % от порового объема) [Левицкая, Пальвелева, 1990].

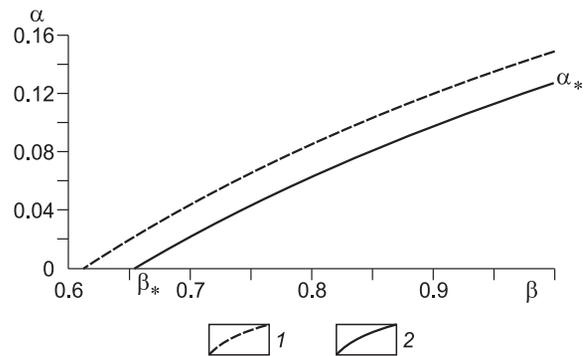


Рис. 4. График зависимости по формуле (3) для двух значений параметра $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$:

1 — 0.79, 2 — 0.82.

будет меняться в пределах значений $[0, \alpha_*]$. Значения величин α_* , β_* при фиксированном отношении $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$ будут определяться из уравнений

$$\chi(\beta_*) = \nu, \quad (4)$$

$$\alpha_* = 1 - \frac{4}{\pi} \arctg \nu. \quad (5)$$

Очевидно, между значениями α_* , β_* существует связь

$$\chi(\beta_*) = \operatorname{tg} \frac{1 - \alpha_*}{4} \pi. \quad (6)$$

Поскольку при $\beta = 1$ нефть в порах отсутствует, понятно, что α_* определяет предельное водонасыщение или пористость. При $\nu = 0.8$, согласно диэлектрическому спектру образца [Левицкая, Пальвелева, 1990] песчаника, насыщенного водой, а также песчаника, насыщенного водой и трансформаторным маслом, предельное насыщение водой по формуле (5) составляет 14 %. С другой стороны, по данным Ц.М. Левицкой, И.И. Пальвелевой [1990], непосредственно измерившими пористость для этих образцов, получается значение 14.1 %. Совпадение в пределах ошибки измерений полное. Для доломита [Левицкая, 1984] имеем значение $2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon = 0.74$, предельное насыщение, согласно формуле (5), дает значение ≈ 18 %. Эксперимент дает значение 16.9 %. Это означает, что пористость K в процентном содержании можно вычислить согласно простой формуле

$$K = \alpha_* \cdot 100\%. \quad (7)$$

Смысл введения величины α_* как предельного водонасыщения, становится очевидным.

Таким образом, технология измерения пористости формации в скважинных условиях при насыщении порового пространства формации смесью воды и нефти сводится к следующей процедуре. Располагая характеристиками диэлектрического спектра, вычисляем величину $\nu = \nu_0 = 2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$. Для этого надо знать степень поляризации $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$ и максимальное значение мнимой части диэлектрической проницаемости ε''_{\max} в поляризации Гаврильяка—Негами. После чего, формулой (3) определяется связь для данной формации параметров водо- и нефтенасыщенности, т.е. выбирается кривая из семейства $\alpha_\nu(\beta)$, описывающая рассматриваемую формацию при заданном значении $\nu = \nu_0$. Предельное значение $\alpha_* = \alpha_{\nu_0}(\beta = 1)$ определяет состояние для этой формации, когда в порах находится только вода. При этом значение пористости определяем по формуле (7).

В приведенных вычислениях параметра $\nu = 2\varepsilon''_{\max} / \Delta\varepsilon$ значения релаксационных характеристик взяты непосредственно с графика и при этом допускается небольшая ошибка. В публикации [Левицкая, Пальвелева, 1990] приведены релаксационные поляризационные параметры для песчаников, но параметр поляризации α , к сожалению, не указан (указан лишь параметр поляризационной кривой Гаврильяка—Негами β). Поэтому многочисленные данные, приведенные в таблицах, нельзя применить для обсуждаемых целей. Реально воспользоваться можно только четырьмя графическими представлениями материала, которые подтверждают предложенную технологическую схему измерения пористости по диэлектрическим спектрам.

Таким образом, описанная процедура позволяет по поляризационной кривой определить пористость. Проблема сводится к определению спектра индукционным скважинным прибором. Следует отметить, несмотря на то, что необходимо знать только три релаксационных параметра диэлектрического спектра, измерять следует весь спектр (с разумной дискретностью по частоте) в скважинных условиях исключительно во всем акустическом диапазоне частот электромагнитного поля, поскольку необходимо

убедиться в справедливости поляризации Гаврильяка—Негами, а также в насыщенности системы водо-

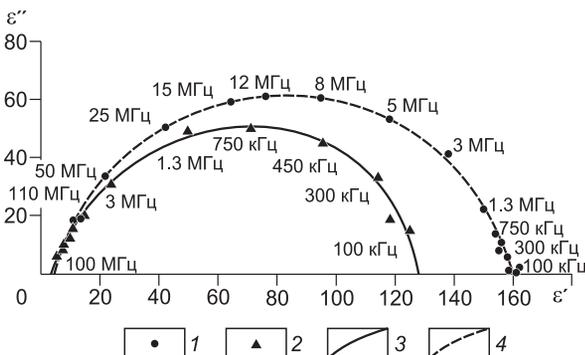


Рис. 5. Поляризационные кривые образца песчаника.

1 — насыщенный минерализованной водой ($\beta = 1$, $\Delta\varepsilon = 154.5$, $\varepsilon''_{\max} = 61.2$); 2 — насыщенный минерализованной водой и трансформаторным маслом ($\beta = 0.718$, $\Delta\varepsilon = 124.5$, $\varepsilon''_{\max} = 50.8$) [Левицкая, Пальвелева, 1990]; 3, 4 — диэлектрические спектры Коул—Коула и Гаврильяка—Негами соответственно.

нефтяной смесью. Кроме того, выбор частот электромагнитного поля может диктоваться, исходя из соображений глубинности измерений, устройством индукционного электромагнитного зонда либо иными сторонними критериями.

Нефтенасыщенность фиксируется параметром β , которому, согласно формуле (2), соответствует значение α . Возникает возможность введения естественной шкалы сравнений водонасыщенности среды в скважинных условиях по мере движения индукционного прибора по глубине скважины. Процентное содержание воды в поровом пространстве можно определить согласно формуле

$$K_w = \frac{\alpha}{\alpha_*} 100\%.$$

Процентное содержание нефти в этом случае можно представить очевидной формулой

$$K_{oil} = \left[1 - \frac{\alpha(\beta)}{\alpha_*(\beta_*)} \right] 100\%.$$

Подчеркнем, что шкала измерений является относительной. Введение абсолютной измерительной шкалы потребует лабораторной калибровки относительной градуировочной шкалы. Одновременно с этим измерение пористости, согласно формуле (7), производится в абсолютной измерительной шкале.

ОТРАЖЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СКВАЖИНЫМ ИНДУКЦИОННЫМ ПРИБОРОМ

Измерение в лабораторных условиях диэлектрических спектров образцов проводилось Ц.М. Левицкой в частотном интервале от 50 Гц до 80 МГц в конденсаторной ячейке [Levitskaya, Sternberg, 1996] резонансным методом. Для устранения в низкочастотной области эффекта приэлектродной поляризации водонасыщенных образцов на торцы образцов наклеивалась полиэтиленовая липкая пленка толщиной 0.08—0.10 мм, у которой отсутствует дисперсия в измеряемом диапазоне частот электромагнитного поля. Значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь пленки составляют $\text{Re}\epsilon = 2.3$, $\text{tg}\delta = 0.0004$. Измерение тангенса угла потерь осуществлялось резонансным методом с использованием Q-метра. Измерительная система двухслойного конденсатора представлялась двумя последовательно соединенными конденсаторами. Тангенс угла потерь двухслойного конденсатора можно оценить по формуле [Ахадов, 1977]

$$\text{tg}\delta = \frac{\text{Re}\epsilon_1 \theta_2 \text{tg}\delta_2 + \text{Re}\epsilon_2 \theta_1 \text{tg}\delta_1}{\text{Re}\epsilon_1 \theta_2 + \text{Re}\epsilon_2 \theta_1},$$

где θ_2, θ_1 — объемные доли плоской пленки и плоского образца. Поскольку толщина пленки и ее тангенс угла потерь малы по сравнению с соответствующими характеристиками образца, очевидно, что $\text{tg}\delta = \text{tg}\delta_1$. Другими словами, реально, в пределах заявленной точности измерений, определялся тангенс угла потерь. С другой стороны, в силу чрезвычайно низкой проводимости полиэтиленовой пленки по постоянному току в конденсаторе, ее представляющем, токи утечки малы, в то время как в конденсаторе, представляющем образец, токи утечки следует выделить в факторе потерь в явном виде

$$\text{tg}\delta = \text{tg}\delta_1 = \frac{\text{Im}\epsilon_1 + \sigma_0 / \epsilon_0 \omega}{\text{Re}\epsilon_1}.$$

Здесь σ_0 обозначает проводимость образца по постоянному току, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. Заметим, что последнее обстоятельство не было подчеркнуто Ц.М. Левицкой, хотя фактор потерь, измеренный ею, включал в себя прямые омические потери. Величина σ_0 может быть измерена в данном случае по асимптотическому значению $\sigma_0 / \epsilon_0 \omega$ спектральной зависимости $\text{Im}\epsilon_1 + \sigma_0 / \epsilon_0 \omega$ в низкочастотной части спектра. Сделанное замечание становится важным, если учесть, что скважинные спектральные индукционные приборы тоже измеряют величину $\text{Im}\epsilon_1 + \sigma_0 / \epsilon_0 \omega$, поскольку в гармоническом представлении в уравнениях Максвелла зависимость от проводимости и мнимой части диэлектрической проницаемости входит в виде конструкции $\text{Im}\epsilon_1 + \sigma_0 / \epsilon_0 \omega$. Возникает актуальный вопрос о способности электромагнитного индукционного скважинного прибора отразить диэлектрический поляризационный спектр.

Исследование возможности индукционного скважинного каротажа для отображения диэлектрических параметров формации, насыщенной водонефтяной смесью, требует решения системы уравнений Максвелла для скважины, заполненной буровым раствором, окруженной рассматриваемой формацией.

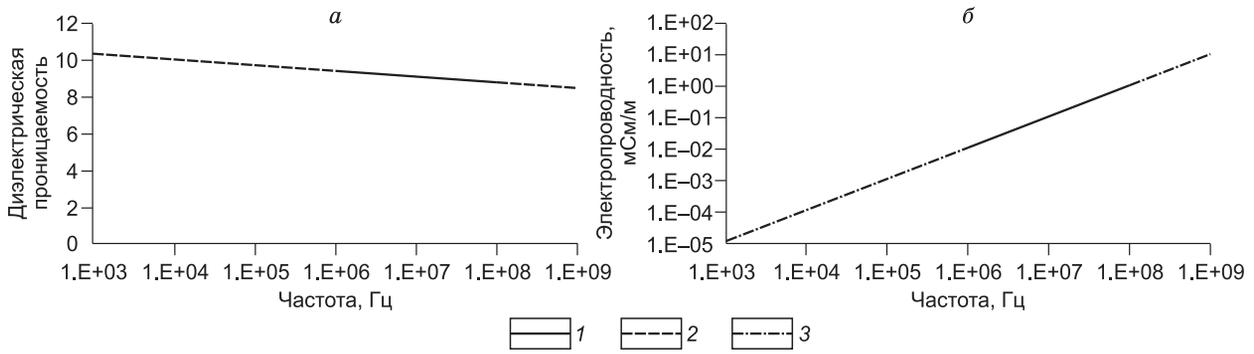


Рис. 6. Частотные зависимости реальной части диэлектрической проницаемости (а) и электропроводности ($\sigma = \omega \epsilon_0 \epsilon''$) (б) бурового раствора на нефтяной основе.

1 — экспериментальные измерения [Patil et al., 2010], 2, 3 — линейная экстраполяция измерений в область низких частот (2) и в килогерцовую зону электромагнитного поля (3).

Ниже исследуется влияние дисперсии диэлектрической проницаемости водо- и нефтенасыщенной формации за скважиной на амплитуду продольной компоненты магнитного поля на оси скважины, заполненной буровым раствором на нефтяной основе. Диэлектрические характеристики бурового раствора в мегагерцовом диапазоне электромагнитного поля считаются заданными [Patil et al., 2010] и показаны на рис. 6. Вместо мнимой части диэлектрической проницаемости представлена величина, пропорциональная фактору потерь ϵ'' .

В осесимметричном случае нас будет интересовать электромагнитное поле с компонентами: $\mathbf{B} = (B_r, 0, B_z)$, $\mathbf{E} = (0, E_\phi, 0)$, $\mathbf{H} = (H_r, 0, H_z)$, $\mathbf{D} = (0, D_\phi, 0)$, $\mathbf{j} = (0, j_\phi, 0)$ (рис. 7). Уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат в Фурье-представлении по времени для скважины ($0 < r < r_b$) и формации ($r_b < r < \infty$) имеют вид:

скважина	формация
$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r^i}{\partial z} - \frac{\partial H_z^i}{\partial r} = (\sigma_{0,b} - i\omega\epsilon_0\epsilon_b) E_\phi^i \\ \frac{1}{r} \frac{\partial E_z^i}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi^i}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_r^i \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi^i) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r^i}{\partial \phi} = i\omega\mu_0 H_z^i - i\omega\mu_0 M_z \delta(\mathbf{r}) \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r^i) + \frac{\partial H_z^i}{\partial z} = 0 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r^e}{\partial z} - \frac{\partial H_z^e}{\partial r} = (\sigma_{0,f} - i\omega\epsilon_0\epsilon_f) E_\phi^e \\ \frac{1}{r} \frac{\partial E_z^e}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi^e}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_r^e \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi^e) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r^e}{\partial \phi} = i\omega\mu_0 H_z^e \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r^e) + \frac{\partial H_z^e}{\partial z} = 0 \end{array} \right.$

В последнем уравнении в системе для скважины учтено, что в точке $r = (0, 0, 0)$ присутствует в качестве точечного источника вертикальный магнитный диполь. На границе раздела скважины и пористой формации $r = r_*$ выполняются условия непрерывности касательных и нормальных компонент

$$[\mathbf{E}^i - \mathbf{E}^e] \cdot \mathbf{D} = 0, [\mathbf{D}^i - \mathbf{D}^e] \cdot \mathbf{n} = 0, [\mathbf{H}^i - \mathbf{H}^e] \cdot \mathbf{D} = 0, [\mathbf{B}^i - \mathbf{B}^e] \cdot \mathbf{n} = 0.$$

На бесконечности вне скважины электромагнитное поле должно отсутствовать. Закон Ома $\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}$ вводит проводимость по постоянному току σ_0 . Предполагая, что среда немагнитная, имеем простейшее материальное уравнение $\mathbf{B}(\omega) = \mu_0 \mathbf{H}(\omega)$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$. Введем частотно-зависимую диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega) = \text{Re} \epsilon + i \text{Im} \epsilon$: $\mathbf{D}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon(\omega) \mathbf{E}(\omega)$, $\epsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$, где c — скорость света в вакууме. Для комплексной диэлектрической проницаемости и фактора потерь ϵ'' приняты обозначения

$$\epsilon^* = \epsilon + \frac{i\sigma_0}{\omega\epsilon_0} = \epsilon' + i\epsilon'', \quad \epsilon' = \text{Re} \epsilon^*, \quad \epsilon'' = \text{Im} \epsilon^* + \frac{\sigma_0}{\omega\epsilon_0}, \quad \sigma = \omega\epsilon_0 \epsilon''.$$

В уравнениях Максвелла $\sigma_{0,b}$, $\epsilon_b(\omega)$ — проводимость по постоянному току и частотная зависимость диэлектрической проницаемости бурового раствора, $\sigma_{0,f}$, $\epsilon_f(\omega)$ — проводимость по постоян-

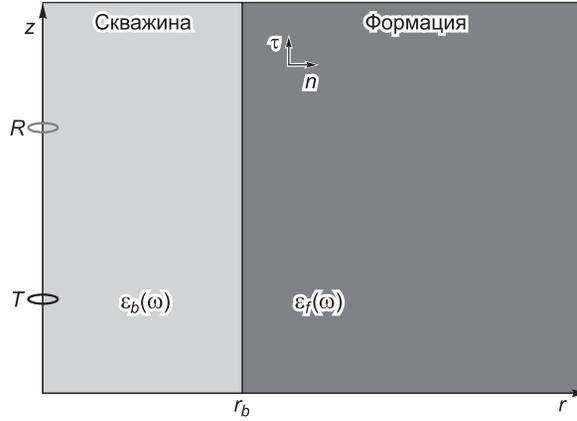


Рис. 7. Расчетная модель среды — скважина + формация (пласт).

В модели задается радиус скважины (r_b) и частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости для скважины ($\epsilon_b(\omega)$) и пласта ($\epsilon_f(\omega)$). R — соответствует положению приемника, T — источника гармонического магнитного поля.

ному току и частотная зависимость диэлектрической проницаемости формации, расположенной за скважиной.

Решение уравнений в скважине представляется в виде суммы полей:

$$\mathbf{H}^i = \mathbf{H}_0^i + \mathbf{H}_1^i, \quad \mathbf{E}^i = \mathbf{E}_0^i + \mathbf{E}_1^i, \quad \mathbf{D}^i = \mathbf{D}_0^i + \mathbf{D}_1^i, \quad \mathbf{V}^i = \mathbf{V}_0^i + \mathbf{V}_1^i, \quad \mathbf{j}^i = \mathbf{j}_0^i + \mathbf{j}_1^i \text{ таких, что}$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_{0,r}^i}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{H}_{0,z}^i}{\partial r} = (\sigma_{0,b} - i\omega\epsilon_0\epsilon_b) \mathbf{E}_{0,\varphi}^i, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{H}_{0,r}^i) + \frac{\partial \mathbf{H}_{0,z}^i}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_{0,z}^i}{\partial \varphi} - \frac{\partial \mathbf{E}_{0,\varphi}^i}{\partial z} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_{0,r}^i, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{E}_{0,\varphi}^i) - \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_{0,r}^i}{\partial \varphi} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_{0,z}^i - i\omega\mu_0 M_z \delta(x) \delta(y) \delta(z)$$

и

$$\frac{\partial \mathbf{H}_{1,r}^i}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{H}_{1,z}^i}{\partial r} = (\sigma_{0,b} - i\omega\epsilon_0\epsilon_b) \mathbf{E}_{1,\varphi}^i, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{H}_{1,r}^i) + \frac{\partial \mathbf{H}_{1,z}^i}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_{1,r}^i}{\partial \varphi} - \frac{\partial \mathbf{E}_{1,\varphi}^i}{\partial z} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_{1,r}^i, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{E}_{1,\varphi}^i) - \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}_{1,r}^i}{\partial \varphi} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_{1,z}^i.$$

Вне скважины (формация) уравнения поля сохраняют вид. Решение для нулевого поля (8) (амплитуды полей с нулевым индексом), описывающего однородную безграничную среду, заполненную скважинной жидкостью, известно [Кауфман, 1965]

$$\mathbf{E}_{0,\varphi}^i = i\omega\mu_0 \frac{M_z r}{4\pi R^3} (1 + kR) e^{-kR}, \quad \mathbf{H}_{0,r}^i = \frac{M_z r z}{4\pi R^5} (3 + 3kR + k^2 R^2) e^{-kR},$$

$$\mathbf{H}_{0,z}^i = -\frac{M_z}{4\pi R^3} \left(3 \frac{r^2}{R^2} + 3k \frac{r^2}{R} + k^2 R^2 - 2 - 2kR \right) e^{-kR}, \quad (10)$$

$$R^2 = r^2 + z^2, \quad k^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{0,b} - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_b.$$

Располагая значением амплитуд электрического и магнитного полей для нулевого поля (10), вычисляем из уравнений (9) и соответствующих граничных условий значения амплитуд электромагнитного поля с индексом «1» в скважине на оси симметрии ($r = 0$)

$$\mathbf{H}_{1,z}^i = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty D \cos(\zeta z) \partial \zeta, \quad D = \frac{p_1 K_0(p_1 r_*) K_1(p_2 r_*) - p_2 K_0(p_2 r_*) K_1(p_1 r_*)}{p_1 I_0(p_1 r_*) K_1(p_2 r_*) - p_2 K_0(p_2 r_*) I_1(p_1 r_*)}, \quad (11)$$

$$p_1 = \zeta^2 + k^2, \quad k^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{0,b} - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_b,$$

Таблица 1.

Модели водо- и нефтенасыщенных сред

Среда	Флюид в образце	K	Объемная доля	
			нефть	вода
			%	
1	Пресная вода	16.9	0	16.9
2	Нефть	—	—	—
3	Вода	14	0	14
4	Водонефтяная смесь	14	7	7

Примечание. Обр. 1 — насыщенный водой доломит, обр. 2—4 — насыщенные песчаники. Диэлектрические спектры соответствующих образцов представлены на рис. 8, а; 1. Прочерк — нет данных.

$$p_2 = \zeta^2 + k_f^2, \quad k_f^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{0,f} - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_f,$$

где $I_{0,1}$ — функции Инфельда, $K_{0,1}$ — функции Макдональда.

Для решения прямой задачи расчета полей на оси симметрии были выбраны диэлектрические спектры четырех образцов с различной пористостью и различным составом флюида (табл. 1).

Для наглядности спектр, соответствующий нефтенасыщенной среде (среда 2), изображен на рис. 8, б, так как значение комплексной диэлектрической проницаемости в этом случае мало по сравнению со значением диэлектрической проницаемости других образцов. Из рис. 8, а видно, что спектр диэлектрической проницаемости образца, насыщенного пресной водой, значительно отличается от спектра, насыщенного водонефтяной смесью, и, прежде всего, по типу поляризации. Образцам, насыщенным пресной водой и водонефтяной смесью, характерны поляризации Коул—Коула и Гаврильяка—Негами соответственно. Спектры водонасыщенных образцов (среды 1, 3) независимо от минерализации симметричны, в то время как спектр образца, насыщенного водонефтяной смесью (среда 4), асимметричен.

Определим аномальное магнитное поле согласно формуле

$$\mathbf{H}_z^a = \mathbf{H}_z - \frac{M_z}{2\pi L^3},$$

где L — расстояние от источника (магнитного диполя) до приемника, M_z — магнитный момент катушки, \mathbf{H}_z^a — аномальное магнитное поле, \mathbf{H}_z — измеренное магнитное поле. Безразмерным аномальным магнитным полем будем называть величину

$$\tilde{\mathbf{H}}_z^a = \frac{\pi L c^2}{M_z \omega^2} \mathbf{H}_z^a.$$

Если принять во внимание возможность измерения магнитного поля с точностью в 1 %, то в диапазоне от 10 кГц до одного 100 МГц появляется инструментальная возможность выявить эффекты дис-

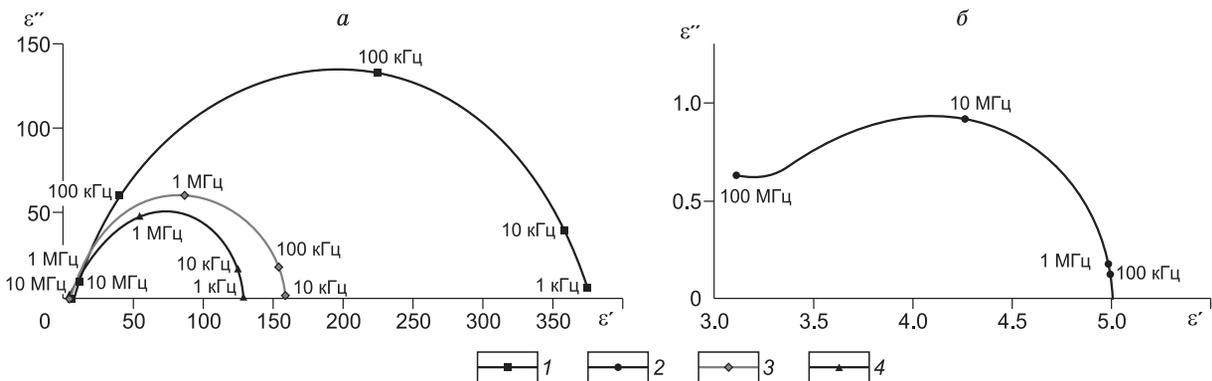


Рис. 8. Диэлектрические спектры образцов, насыщенных различным флюидом [Левицкая, 1984; Левицкая, Пальвелева, 1990] (а), и нефтенасыщенного песчаника [Ревизский, Дыбленко, 2002] (б).

1 — образец, насыщенный пресной водой (среда 1), 2 — нефтенасыщенный песчаник (среда 2), 3 — образец, насыщенный минерализованной водой (15 г/л NaCl) (среда 3), 4 — образец, насыщенный водонефтяной смесью (среда 4), минерализация воды 15 г/л NaCl.

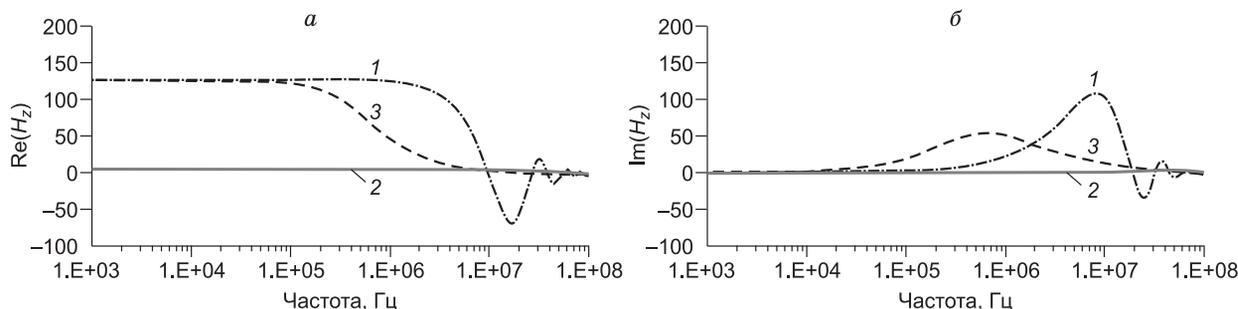


Рис. 9. Значение реальной (а) и мнимой (б) частей магнитного поля на оси скважины на расстоянии 1.0 м от источника излучения.

1, 2 — значения реальной части диэлектрической проницаемости на низкочастотном (1) и высокочастотном (2) пределе; 3 — частотно-зависимое значение диэлектрической проницаемости для среды 4 (см. рис. 8, а). Радиус скважины, заполненной буровым раствором на нефтяной основе (см. рис. 6), составляет 10.8 см.

персии диэлектрической проницаемости в процессе скважинного каротажа. Зная, что в данном случае это поляризация Коул—Коула, можно восстановить углы пересечения поляризационной кривой с осью реальная часть диэлектрической проницаемости также с высокой точностью. Эта информация, как было указано выше, необходима для определения водосодержания в водонасыщенной формации (рис. 9).

Понятие «кажущегося» диэлектрического спектра возникает, когда по измеренным магнитным полям H_z восстанавливают значения параметров формации, согласно формулам расчета (10), для однородной среды: кажущийся диэлектрический спектр ϵ^a — это такая комплекснозначная функция от частоты, которая удовлетворяет уравнению

$$H_z = \frac{M_z}{2\pi L^3} (1 + kL) e^{-kR}, \quad k^2 = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon^a. \quad (12)$$

Здесь H_z — измеренное магнитное поле на оси в системе со скважиной.

На рис. 10, а сплошной линией представлен измеренный в лаборатории диэлектрический спектр образца песчаника (среда 4, см. табл. 1). Вычислим, согласно формуле (11), реальную и мнимую части магнитного поля для среды со спектром диэлектрической проницаемости, определяемой кривой (см. рис. 10, а, сплошная линия) для различных значений длины L . Наконец, вычисляем для этих значений L кажущиеся диэлектрические спектры по формулам (12). На рис. 10, а показаны восстановленные спектры (усл. 2—5). Непосредственно видна хорошая передаточная диэлектрическая способность скважинного двухкатушечного прибора в области частот от 1 кГц до 100 МГц для водонасыщенных формаций (высокие значения фактора потерь и высокие значения диэлектрической проницаемости) для достаточно длинных зондов.

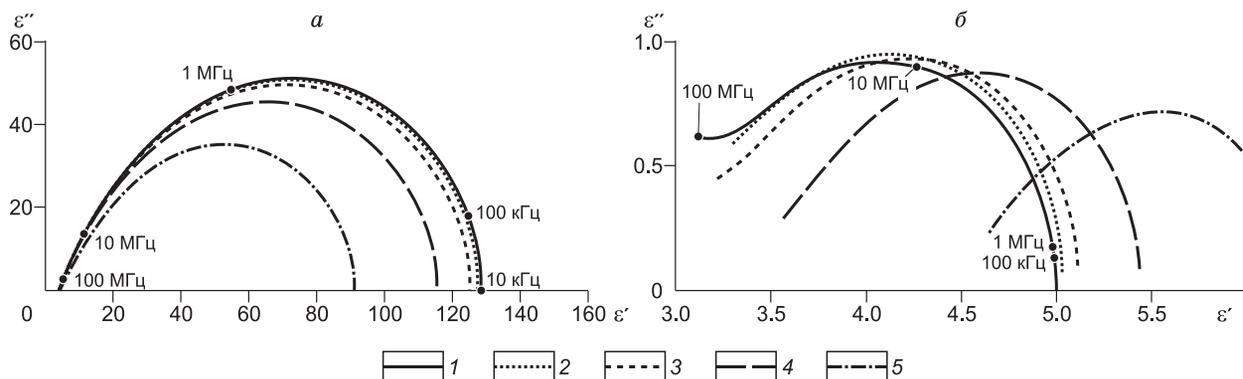


Рис. 10. Кажущиеся диэлектрические спектры в среде со скважиной.

Радиус скважины, заполненной буровым раствором на нефтяной основе, составляет 10.8 см. Диэлектрический спектр приведен на рис. 6. а — среда 4 (поляризационную кривую см. на рис. 8, а), б — среда 2 (поляризационную кривую см. на рис. 1). 1 — экспериментальные данные; 2—5 — расстояние от источника до приемника (м): 2 — 2, 3 — 1, 4 — 0.5, 5 — 0.25.

Таблица 2. Размеры трехкатушечных зондов

№ зонда	Положение первой катушки $L^{(1)}$, м	Положение второй катушки $L^{(2)}$, м
1	0.12	0.15
2	0.19	0.25
3	0.30	0.40
4	0.46	0.60
5	0.70	1.0
6	1.08	1.5
7	1.67	2.4

Однако в мегагерцовой частотной зоне электромагнитного поля передаточная способность двухкатушечного индукционного инструмента оказывается недостаточной даже для длинных зондов, если формация насыщена нефтью (см. рис. 10, б).

Последнее обстоятельство заставляет обратиться к рассмотрению трехкатушечных зондов, для которых затухание (Att) и разность фаз (DPh) электромагнитного сигнала вычисляются по формулам:

$$Att = 20 \lg \left(\frac{|H_z^{(1)}|}{|H_z^{(2)}|} \left(\frac{L^{(1)}}{L^{(2)}} \right)^3 \right), \quad DPh = \frac{180^\circ}{\pi} \arg \left(\frac{H_z^{(1)}}{H_z^{(2)}} \right).$$

Здесь $L^{(1)}$ — расстояние от источника до ближайшей приемной катушки, $L^{(2)}$ — расстояние от источника до дальней приемной катушки, $H_z^{(1)}$ — магнитное поле в ближней катушке, $H_z^{(2)}$ — магнитное поле в дальней катушке.

Определим понятие «кажущегося» диэлектрического спектра ϵ^a для трехкатушечного зонда. Это понятие возникает, когда по измеренным затуханиям и разностям фаз полей $H_z^{(1)}$ и $H_z^{(2)}$ восстанавливаются значения комплексной диэлектрической проницаемости формации согласно формулам:

$$Att = 20 \lg \left(\frac{(1 + kL^{(1)})e^{-kL^{(1)}}}{(1 + kL^{(2)})e^{-kL^{(2)}}} \right),$$

$$DPh = \frac{180^\circ}{\pi} \arg \left(\frac{(1 + kL^{(1)})e^{-kL^{(1)}}}{(1 + kL^{(2)})e^{-kL^{(2)}}} \right),$$

$$k^2 = -\omega\mu_0\epsilon_0\epsilon^a.$$

Непосредственно из рис. 11 видно, что трехкатушечные зонды при длине зонда в 40 см неплохо отображают диэлектрические спектры исходных формаций в диапазоне частот электромагнитного поля от 1 кГц до 100 МГц.

ВЫВОДЫ

Показано, что в акустическом диапазоне электромагнитного поля в условиях скважинной диэлектрической диагностики может быть введен качественный критерий, позволяющий различить водонасыщенные коллекторы от коллекторов, насыщенных водой и нефтью: диэлектрические спектры водонасыщенных коллекторов акустического диапазона электромагнитного поля описываются поляризационной кривой Коул—Коула, а диэлектрические спектры водонефтенасыщенных коллекторов — поляризационными кривыми Гаврильяка—Негами. На основании этого критерия и основных свойств поляризационных характеристик Гаврильяка—Негами предлагается два принципиально новых метода измерения пористости. Предложена принципиально новая схе-

ма.

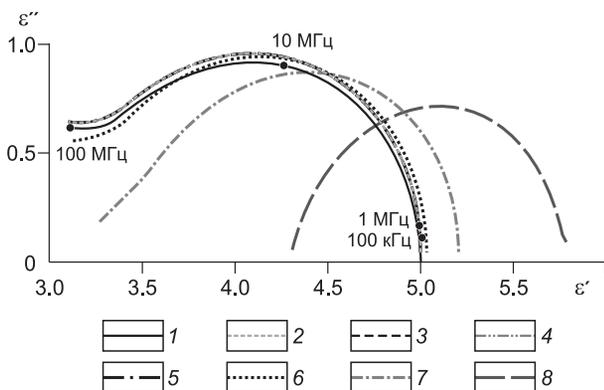


Рис. 11. Кажущиеся диэлектрические спектры трехкатушечных зондов в среде 2 со скважиной.

Радиус скважины, заполненной буровым раствором на нефтяной основе, составляет 10.8 см. Диэлектрический спектр приведен на рис. 6. Поляризационную кривую см. на рис. 8, б. 1 — экспериментальные данные; 2—8 — расстояние от источника до приемника (м): 2 — 2.4, 3 — 1.5, 4 — 1, 5 — 0.6, 6 — 0.4, 7 — 0.25, 8 — 0.15.

ма измерения водонефтяного соотношения, располагая поляризационными диэлектрическими характеристиками. Предлагаемый способ является альтернативным методом (по отношению к методу, использующему формулы смешения) измерения пористости и водонефтяного соотношения для пористых формаций, насыщенных водонефтяной смесью.

ЛИТЕРАТУРА

- Ахадов Я.Ю.** Диэлектрические свойства бинарных растворов, М., Наука, 1977, 400 с.
- Глинских В.Н., Никитенко М.Н., Эпов М.И.** Моделирование и инверсия данных электромагнитного каротажа в пластах конечной мощности, вскрытых на биополимерных и нефтяных буровых растворах // Геология и геофизики, 2013а, т. 54 (11), с. 1803—1813.
- Глинских В.Н., Никитенко М.Н., Эпов М.И.** Линеаризованные решения прямых и обратных двумерных задач высокочастотного электромагнитного каротажа в проводящих средах с учетом токов смещения // Геология и геофизики, 2013б, т. 54 (12), с. 1942—1951.
- Деревянко А.И., Куриленко О.Д.** Анализ диэлектрической релаксации в плоскости комплексной диэлектрической проницаемости // Физико-химическая механика и лиофильность дисперсных систем. Киев, Наук. думка, 1971, вып. 2, с. 141—147.
- Духин С.С., Шилов В.Н.** Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. Киев, Наук. думка, 1972, 206 с.
- Кауфман А.А.** Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 235 с.
- Левицкая Ц.М.** Диэлектрическая релаксация в горных породах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984, № 10, с. 82—87.
- Левицкая Ц.М., Носова Е.Н.** Анализ релаксационных параметров межповерхностной поляризации горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984, № 10, с. 88—93.
- Левицкая Ц.М., Пальвелова И.И.** Влияние углеводов на диэлектрический спектр песчаников // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990, № 6, с. 106—110.
- Ревизский Ю.В., Дыбленко В.П.** Исследование и обоснование механизма нефтеотдачи пластов с применением физических методов. М., ООО «Недра-Бизнесцентр», 2002, 317 с.
- Челидзе Т.Л., Деревянко А.И., Куриленко О.Д.** Электрическая спектроскопия гетерогенных систем. Киев, Наук. думка, 1977, 232 с.
- Эпов М.И., Савин И.В., Миронов В.Л.** Диэлектрическая температурная модель влажных нефтесодержащих пород в диапазоне частот от 0.5 до 15 ГГц // Геология и геофизика, 2012, т. 53 (7), с. 912—919.
- Bruggeman D.A.G.** Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen // Annalen der Physik, 1935, v. 416, iss. 7, p. 636—664.
- Hanai T.** Theory of the dielectric dispersion due to the interfacial polarization and its application to emulsions // Kolloid-Zeitschrift, 1960, v. 171, № 1, p. 23—31.
- Hizem M., Budan H., Deville B., Faiver O., Mosse L., Simon M.** Dielectric dispersion: a new wireline petrophysical measurement // SPE Annual Technical Conference and Exhibition, 2008, 21—24 September. Denver, 2008, p. 3230—3250.
- Levitskaya T.M., Sternberg B.K.** Polarization processes in rocks 1. Complex dielectric permittivity method // Radio Sci., 1996, v. 31, № 4, p. 755—779.
- Patil P.A., Gorek M., Folberth M., Hartmann A., Forgang S., Fulda C., Reinicke K.M.** Experimental study of electrical properties of oil-based mud in the frequency range from 1 to 100 MHz // SPE Drilling & Completion, 2010, p. 380—390.
- Seleznev N., Boyd A., Habashy T., Luthi S.M.** Dielectric mixing laws for fully and partially saturated carbonate rocks // SPWLA 45th Annual Logging Symposium (June 6—9, 2004). 2004.
- Sen P., Feng S.** Geometrical model of conductive and dielectric properties of partially saturated rocks // J. Appl. Phys., 1985, v. 58, № 8, p. 3236—3243.