

ЗОНДИРОВАНИЕ СТАНОВЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАГНИТНЫХ СРЕДАХ

М.И. Эпов, Г.М. Морозова

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия*

Представлены результаты математического моделирования нестационарных электромагнитных полей, возбуждаемых токовым импульсом сложной формы в проводящем ферромагнетике. Для анализа выбрана модель магнитного цилиндра, характерная для обсадных металлических колонн скважин. Исследованы зависимости ЭДС, измеряемой во время действия токового импульса, от параметров модели.

Зондирования становлением поля, ферромагнетика, электромагнитная индукция, гистерезис.

TEM SOUNDINGS IN MAGNETIC MEDIA

M.I. Eпов and G.M. Morozova

TEM responses of conducting ferromagnetic materials to a complex current pulse have been modeled for a magnetic cylinder typical of well casing. The behavior of the responses is investigated as a function of different model parameters.

TEM soundings, ferromagnetics, electromagnetic induction, hysteresis

ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей инженерной промысловой геофизики является создание метода эффективного контроля за техническим состоянием скважинных обсадных металлических колонн, подверженных техногенным и геологическим воздействиям. Контроль предполагает определение степени изношенности стенок колонны, выявление местоположения муфт, локальных дефектов, зон перфорации и т.д. По способу решения в рамках электромагнитных методов к этой задаче примыкает другая — изучение напряженного состояния горных пород в окрестности нефтегазовых скважин. В этом случае обсадную колонну можно рассматривать как датчик, физические свойства которого отражают существующее поле механических напряжений. Под действием механических напряжений магнитные свойства большинства ферромагнетиков изменяются настолько значительно, что наряду с напряженностью магнитного поля и температурой они являются одним из основных факторов, влияющих на магнитные свойства вещества [Бозорт, 1956]. Если к ферромагнетику приложены внешнее магнитное поле и механическое напряжение, то намагниченность будет зависеть от взаимного направления этих полей, а также от типа ферромагнетика, знака его магнитострикции, т.е. способности изменяться в линейных размерах или объеме при намагничивании [Broun, 1941; Вонсовский, Шур, 1948; Ruushanen, Kettunen, 1980].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Один из возможных путей решения этих задач связан с разработкой электромагнитных дефектоскопов, включающей соответствующее методическое и математическое обеспечение. В лаборатории электромагнитных полей Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН совместно с НППГА «Луч» были выполнены соответствующие теоретические и экспериментальные исследования [Морозова и др., 2000; Эпов и др., 2002]. Разработан макет прибора и проведены опытные скважинные измерения, а также исследованы способы интерпретации скважинных диаграмм [Мартынов и др., 1999; Эпов и др., 2007]. Вопросы проектирования прибора, его основные технические характеристики рассмотрены в работе [Мартынов и др., 1999]. Магнитный момент генераторного контура составляет величину порядка $0.2 \text{ A} \cdot \text{m}^2$. Зондирующий импульс создает напряженность магнитного поля от 1 до 10 кА/м.

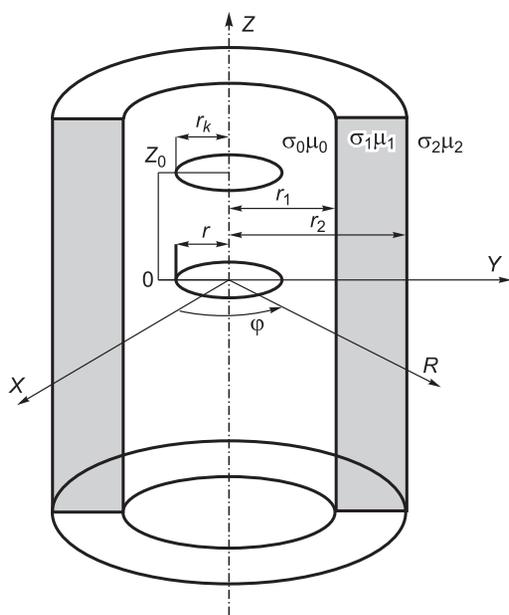


Рис. 1. Модель среды и установки.

Принцип работы электромагнитного дефектоскопа заключается в следующем: в металлической колонне расположены два соосных проводящих контура (катушки), один из которых подключен к источнику постоянного тока (рис. 1). В момент t_0 постоянный ток выключается, в результате чего в окружающей среде возбуждается нестационарное электромагнитное поле, а во втором, приемном, контуре индуцируется ЭДС. Зависимость ЭДС от времени определяется геометрическими и электромагнитными параметрами колонны: значениями r_1 и r_2 — внутреннего и внешнего радиусов металлической стенки колонны, значениями удельных проводимостей σ_0 , σ_1 , σ_2 , магнитных проницаемостей μ_0 , μ_1 , μ_2 — соответственно внутренней области, самой колонны и внешней среды, а также характеристиками прибора: произведением моментов обоих контуров, разнесом между ними, длительностью токового импульса и фронтом его выключения. Модель изучаемого объекта включает три области: внутренний цилиндр (скважина, $r < r_1$), цилиндри-

ческая оболочка (металлическая колонна, $r_1 < r < r_2$) и внешняя область (пласт, $r > r_2$). Предполагаем, что горизонтальные границы в пласте находятся далеко от прибора и не влияют на сигнал.

Буровой раствор и пласт будем считать немагнитными, их магнитная проницаемость равна магнитной постоянной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, электропроводности этих областей существенно меньше электропроводности металла и их влиянием на сигнал можно пренебречь.

В работе [Эпов и др., 2002] получены два независимых решения соответствующих прямой задачи о распространении нестационарного электромагнитного поля. Для обоих решений разработаны алгоритмы и программы расчета нестационарной ЭДС ($\varepsilon(t)$) для произвольных наборов исследуемых параметров r_1 , r_2 , μ_1 и σ_1 . Это позволило создать программу интерпретации скважинных диаграмм и по экспериментальным данным, полученным с опытным образцом дефектоскопа в реальных скважинах, производить оценку этих параметров [Эпов и др., 2007].

Рассматривалось возбуждение нестационарного поля путем быстрого выключения постоянного электрического тока в генераторном контуре. Магнитное поле постоянного тока не зависит от электропроводности колонны, определяется магнитными свойствами и геометрией колонны, слабо изменяясь внутри стенки [Эпов и др., 2002].

После выключения постоянного тока в генераторном контуре, по закону Фарадея, в стенке индуцируются вихревые токи, препятствующие изменению магнитного поля. В начальный момент токи сосредоточены вблизи внутренней стенки, напротив генераторного контура, а $\varepsilon(t)$ в приемном контуре на этих временах в наибольшей мере зависит от внутреннего радиуса r_1 . С течением времени, по мере диффузии вихревых токов внутрь проводника усиливается зависимость электромагнитного поля от толщины стенки h . Как показали расчеты, на поздних временах ($t > 5$ мс) $\varepsilon(t)$ имеет достаточно высокую чувствительность к толщине стенки колонны и ее магнитной проницаемости (рис. 2). Чувствительность к толщине стенки возникает тем раньше, чем меньше магнитная проницаемость колонны. Однако полезный сигнал на временах, где можно разделить влияние параметров μ_1 и h , слишком мал для измерений (в приведенном примере он меньше 0.1 мкВ).

Обсадная колонна, как правило, изготавливается из сплава, обладающего ферромагнитными свой-

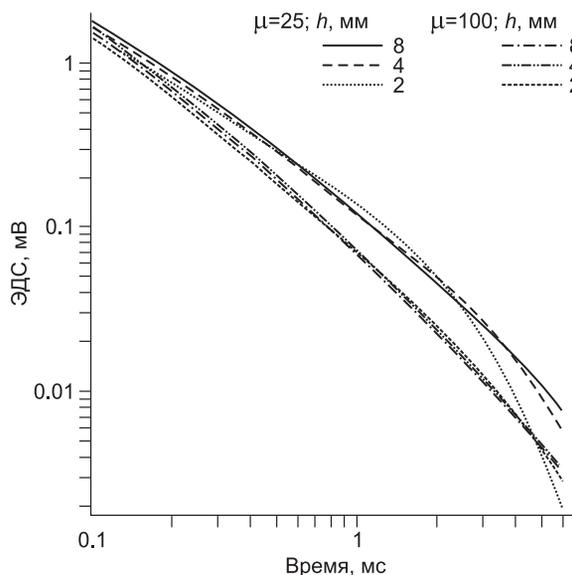


Рис. 2. ЭДС после мгновенного выключения тока ($\mu = \mu_1$).

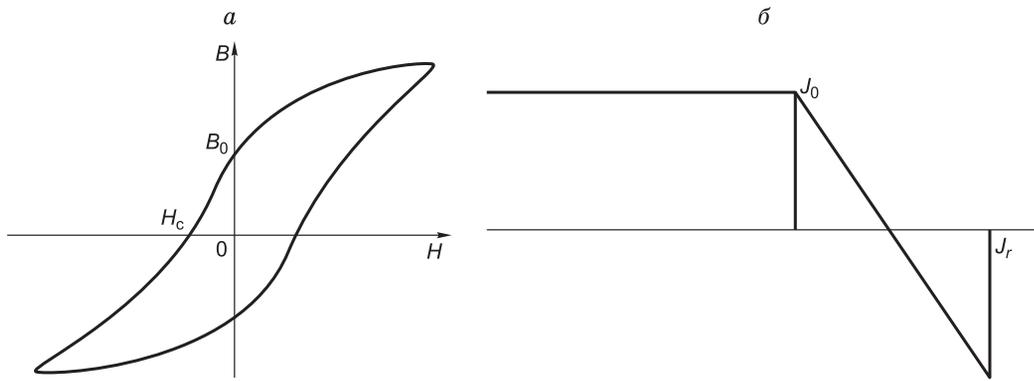


Рис. 3. Петля гистерезиса (а), форма токового импульса (б).

твами. В ферромагнетиках связь между индукцией B и магнитным полем H описывается петлей гистерезиса (рис. 3, а). В процессе размагничивания при нулевом магнитном поле выделяется остаточная намагниченность B_0 . Чтобы индукция стала равной нулю нужно приложить противоположное по направлению магнитное поле H_c , называемое коэрцитивной силой.

Вследствие свойства ферромагнитных материалов изменять магнитное состояние под влиянием механических напряжений (магнитоупругий эффект) характеристики петли гистерезиса и магнитная проницаемость ферромагнетика зависят от внешних механических напряжений [Вонсовский, Шур, 1948; Бозорт, 1956; Вонсовский, 1971; Новиков, Макаров и др., 1979].

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЭДС, ИЗМЕРЕННАЯ ВО ВРЕМЯ ТОКОВОГО ИМПУЛЬСА

Если постоянный ток в генераторном контуре постепенно уменьшать с выходом в отрицательную область (см. рис. 3, б), то поведение измеренной на фоне импульса ЭДС будет соответствовать поведению индукции в ферромагнетике. Когда значение тока меняет знак, измеряемая $\varepsilon^0(t)$ отлична от нуля, что является некоторым аналогом остаточной намагниченности B_0 . Величина тока J_c , при котором $\varepsilon(t)$ равна нулю, — аналогом коэрцитивной силы.

При постепенном выключении тока в генераторном контуре переменный магнитный поток пропорционален его начальному значению, равному величине потока для постоянного магнитного диполя. Поэтому нестационарное поле на ранних временах унаследует свойства постоянного магнитного поля. Как уже упоминалось, постоянное магнитное поле зависит от магнитных свойств колонны, ее геометрии и не зависит от ее электропроводности.

Таким образом, при постепенном выключении тока в генераторном контуре, ЭДС в приемном контуре индуцируется двояким образом: за счет изменения магнитного поля вихревых токов в стенках колонны, а также за счет изменения магнитного поля, связанного с уменьшением постоянного тока в генераторном контуре.

Основываясь на расчетах нестационарного электромагнитного поля в скважине, возбуждаемого путем постепенного выключения тока в генераторном контуре, оценим чувствительности ЭДС к магнитной проницаемости и радиусам колонны, а также их вклад в величины $\varepsilon(t)$ и J_c .

Если в рассмотренных выше задачах дефектоскопии неоднородность колонны по магнитной проницаемости является фактором, осложняющим определение толщины стенки, то в задаче оценки изменения механических напряжений в прискважинном пространстве важно найти характеристики нестационарного поля, наиболее чувствительные к магнитной проницаемости металлической колонны.

Как известно [Анго, 1967; Никитенко, 1995], нестационарное электромагнитное поле, возбуждаемое импульсом произвольной формы можно выразить через функцию тока и поле ступени.

$$\begin{aligned}
 F^{J(t)}(t) &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} J(t-\tau)h^-(\tau)d\tau = \\
 &= -\int_{t_p}^t \frac{\partial}{\partial t} J(t-\tau)h^-(\tau)d\tau - h^-(t)J_0 + h^-(t-T)J(T),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $t_p = \max\{0, t-T\}$, $J(\tau)$ — функция тока, $h^-(t-\tau)$ — поле при мгновенном выключении тока, T — длительность токового импульса. При $t > T$ $t_p = t-T$, при $t < T$ $t_p = 0$.

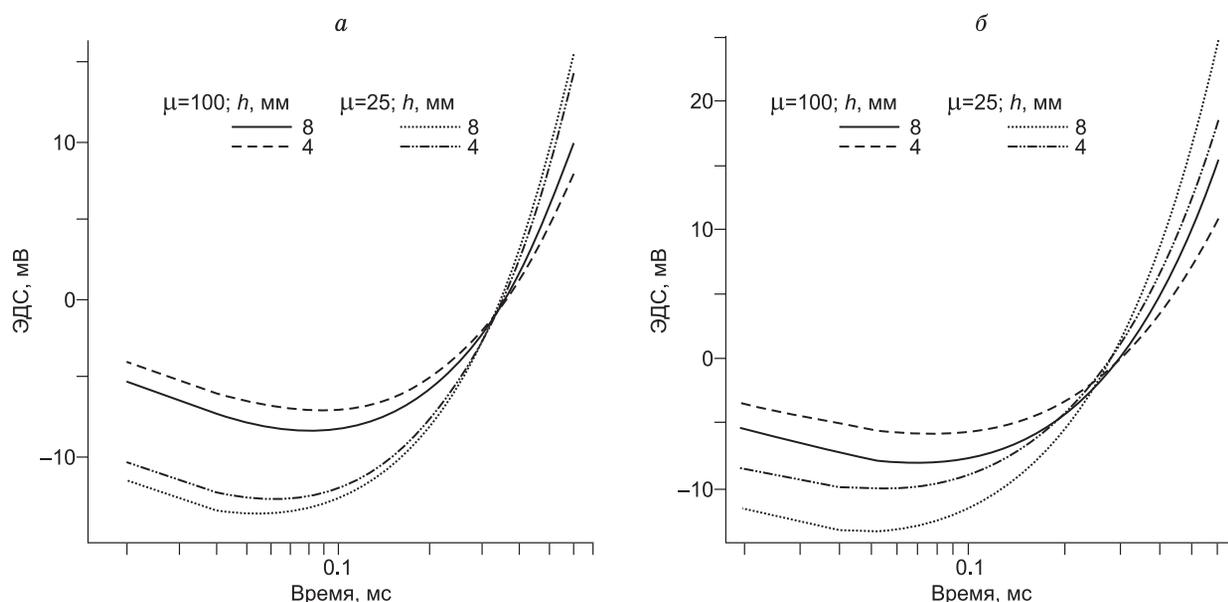


Рис. 4. Зависимости $\varepsilon(\mu_1)$ и $\varepsilon(h)$ на фоне линейного выключения тока:

a — ($\bar{J}_T = -1.0$, $\mu = \mu_1$); *б* — ($\bar{J}_T = -1.5$, $\mu = \mu_1$).

Если происходит ступенеобразное выключение тока (импульс тока пропорционален функции $1 - \chi$, где χ — функция Хевисайда), то второе слагаемое в (1) равно нулю.

При линейном выключении тока (см. рис. 3, б) $J(\tau) = a \cdot \tau + b$, где

$$a = \frac{J_T - J_0}{t_T - t_0}, \quad b = J_0 + t_0 \frac{J_T - J_0}{t_T - t_0},$$

здесь $J_0 = J(0)$, $J_T = J(T)$.

Расчеты проводились для сигналов на фоне токового импульса. Варьировались длительность импульса, максимальная амплитуда его отрицательной части, толщина стенки колонны и ее магнитная проницаемость.

На рис. 4 приведены графики $\varepsilon(t)$ при изменении параметров h и $\mu = \mu_1$, $T = 0.6$ мс, отрицательный ток на времени $t = 0.6$ мс равнялся $-J_0$. При этом предполагается, что прямое магнитное поле постоянного тока в воздухе скомпенсировано.

Отметим, прежде всего, высокую чувствительность ЭДС к магнитной проницаемости $\mu = \mu_1$ и толщине стенки h колонны на временах, порядка десятков мкс, при высоком уровне сигнала (5—150 мВ, см.

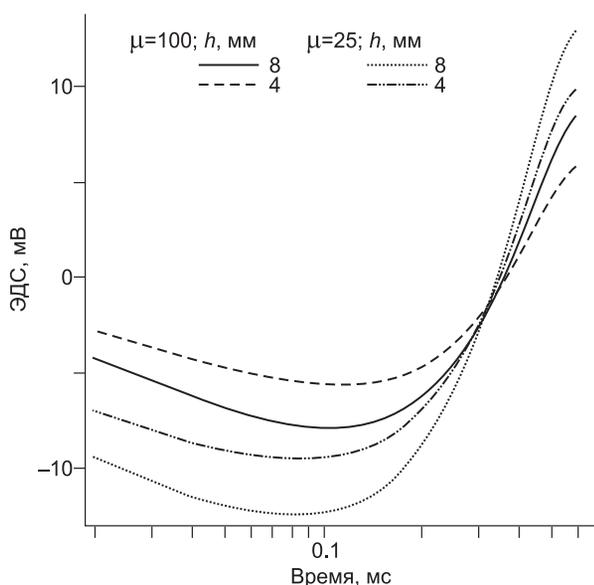


рис. 4). Такие величины полезного сигнала обеспечивают высокую разрешенность измеряемого поля относительно геометрических размеров стенки и ее магнитных свойств.

Величина J_c также зависит главным образом от значения $\mu = \mu_1$. Аналог остаточной намагниченности $\varepsilon^0(t)$ практически не зависит от h и его величина равна ≈ 2.2 мВ для выбранной конструкции зонда [Мартынов и др., 1999]

Исследование нестационарной ЭДС от импульсов с различной амплитудой отрицательного тока $\bar{J}_T = J_T/J_0 = -(0.5, 1.0, 1.5)$ показало, что какого-либо преимущества по величине сигнала ни один из этих вариантов не имеет. Но вместе с тем сигналы от этих импульсов имеют некоторые особенности в за-

Рис. 5. Зависимость $\varepsilon(\mu_1)$ и $\varepsilon(h)$ на фоне косинусоидального токового импульса ($\bar{J}_T = -1.0$, $\mu = \mu_1$).

\bar{J}_T	-0.5				-1.0				-1.5			
μ	100		25		100		25		100		25	
$H, \text{ мм}$	8	4	8	4	8	4	8	4	8	4	8	4
$J_c, \text{ А}$	0.22	0.22	0.16	0.16	0.26	0.26	0.17	0.17	0.27	0.27	0.21	0.21

висимости от геометрии и магнитных свойств модели. При $\bar{J}_T = -1.0$ (см. рис. 4) $\varepsilon(t)$ определяется в основном величиной магнитной проницаемости колонны. Измеряя ЭДС, можно определить магнитную проницаемость и ее вариации, т.е. судить о пространственной однородности колонны по магнитной проницаемости.

Зондирования с импульсами $\bar{J}_T = -0.5$ и -1.5 (рис. 5), где наблюдается высокая чувствительность к $\mu = \mu_1$ и h могут быть использованы для определения толщины стенки. Исследование чувствительности $\varepsilon(t)$ к толщине стенки колонны h показало, что ее увеличение или уменьшение на 1 мм приводит к изменению $\varepsilon(t)$ примерно на 100 мкВ на ранних временах при уровне сигнала около 2 мВ.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ $\varepsilon^0(T)$ И J_c

Изучение характеристики нестационарного поля $\varepsilon^0(t)$ также дает информацию о параметрах модели. При импульсе $J_T = -1.0$ $\varepsilon^0(t)$ зависит в основном от параметра μ . Что может служить дополнительной информацией к выявленной ранее зависимости ЭДС (t, μ, h).

Величина тока J_c тесно связана с магнитной проницаемостью колонны. В таблице приведены значения J_c для различных токовых импульсов.

Как видно, величина тока J_c определяется магнитной проницаемостью цилиндрической оболочки. Отсюда следует, что характеристики поля $\varepsilon^0(t)$ и J_c наиболее эффективны при постановке задачи исследования механических напряжений в заколонном пространстве.

Как показано в работе [Бозорт, 1956], с увеличением механической нагрузки в слабых магнитных полях коэрцитивная сила уменьшается. В рассмотренном случае с увеличением напряжения должен уменьшаться ток J_c .

Расчеты нестационарной ЭДС, выполненные для различных форм токовых импульсов, например косинусоидальных $J(t) = \cos(\pi t/T)$ показали, что существенных различий в чувствительности к модельным параметрам нет. На рис. 6 приведены графики $\varepsilon(t)$ на фоне косинусоидального импульса. Здесь также наблюдается высокая чувствительность $\varepsilon(t)$ к магнитной проницаемости и толщине стенки на ранних временах.

ЭДС ПОСЛЕ ВЫКЛЮЧЕНИЯ ТОКОВОГО ИМПУЛЬСА

Сравним характерные особенности сигналов после мгновенного и постепенного выключения тока. Графики спада ЭДС с мгновенным и линейным выключением тока приведены на рис. 2 и 7 соответственно. Толщина стенки изменялась от 2 до 8 мм, относительная магнитная проницаемость от 25 до 100. На временах, меньших 5 мс, $\varepsilon(t)$ практически не зависит от h (см. рис. 2).

Для тонких стенок (меньших 2 мм), $\varepsilon(t)$ быстро убывает, как для магнитной цилиндрической пленки S [Эпов и др., 2002]. На временах, больших 5 мс, где параметр h начинает влиять на $\varepsilon(t)$, ее величину нельзя измерить (<1 мкВ).

Закономерность поведения $\varepsilon(t)$ сохраняется при измерении после окончания действия линейного токового импульса (см. рис. 7). В этом случае увеличивается чувствительность сигнала к магнитной проницаемости и уменьшаются его абсолютные значения. Зависимости принципиально не меняются при различных длительностях токовых импульсов (например $T = 0.6; 0.3; 0.15$ мс).

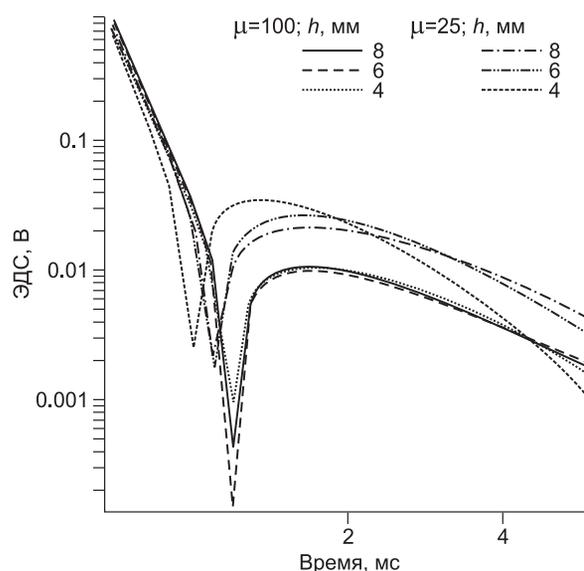


Рис. 6. Спад $\varepsilon(t)$ после выключения линейного токового импульса ($\mu = \mu_1$).

Как следует из анализа расчетов, предложенный способ возбуждения и измерения нестационарной $\varepsilon(t)$ можно эффективно использовать как для дефектоскопии обсадных колонн, так и определения вариаций механических напряжений в заколонной области.

МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕХАНИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

В приборах — дефектоскопах обсадных колонн нефтегазовых скважин [Теплухин, 1997; Мартынов и др., 1999], как правило, создаются слабые магнитные поля. Природе и влиянию упругих напряжений на характеристики намагничивания в слабых магнитных полях посвящены фундаментальные исследования [Вонсовский, Шур, 1948; Бозорт, 1956; Поливанов, 1957]. Согласно этим работам, в слабых полях основную роль играют обратимые и необратимые процессы смещения границ между доменами. Наиболее важные характеристики ферромагнетиков, связанные с этими процессами, это начальная κ_a и обратимая κ_r восприимчивости. Теоретические расчеты значений κ_a и κ_r на основе теории обратимого смещения границ доменов выполнены в работе [Кондорский, 1937]. Было показано, что процесс намагничивания определяется величиной и распределением внутренних остаточных напряжений и различного рода включений, т.е. структурой металла.

Данные многочисленных опытов по исследованию изменений намагниченности под действием внешних, упругих механических напряжений показывают, что они зависят от большого числа часто неконтролируемых факторов [Дрожжина, Шур, 1941]. К наиболее стабильным относятся следующие [Вонсовский, Шур, 1948]: под действием упругих колебаний, возникающих при снятии нагрузки в присутствии внешнего магнитного поля, всегда происходит рост индукции ферромагнетика независимо от знака его магнитострикции.

Анализ публикаций показал, что пока не найдено явных аналитических зависимостей, связывающих магнитные характеристики ферромагнетиков с внешними, упругими механическими напряжениями. Прежде всего, это связано с изменчивыми свойствами самого ферромагнетика, его текстурой, способами обработки. Если это сплав, то с его составом, знаком магнитострикции, последовательностью приложения механической нагрузки и магнитного поля и т.д. [Вонсовский, Шур, 1948].

Имеющаяся зависимость [Новиков, 2001]:

$$\mu_{\sigma} = \frac{\mu_H}{1 \pm \alpha \mu_H \lambda_0 p},$$

где μ_H и μ_{σ} — относительные магнитные проницаемости материала (ненагруженного и нагруженного ферромагнетика соответственно), α — постоянная, λ_0 — начальная магнитострикция ферромагнитного материала, p — механическая нагрузка (знак минус соответствует растяжению, плюс — сжатию) не дает возможности вычислить непосредственно изменение магнитной проницаемости под действием нагрузки.

Поэтому для обоснования способа определения механических напряжений в прискважинном пространстве, получения количественных зависимостей $\varepsilon(p)$, $\varepsilon^0(p)$, $J_c(p)$ необходимо проведение физическое моделирование и соответствующих градуировочных измерений.

ВЫВОДЫ

1. Нестационарные электромагнитные поля, генерируемые при мгновенном и постепенном выключении тока в генераторном контуре, различаются между собой как по характеру спада, так и по чувствительности к модельным параметрам.

2. ЭДС в приемном контуре, измеренная на фоне токового импульса, возникает как из-за изменения магнитного потока токов, индуцированных в металлической колонне, так и вследствие изменения магнитного потока первичного магнитного поля, которое уменьшается по мере убывания тока в генераторном контуре.

3. В отличие от нестационарного поля при мгновенном выключении тока ЭДС, измеренная на фоне действия токового импульса, имеет высокую чувствительность к магнитным свойствам и толщине колонны на ранних временах при высоком уровне сигнала.

4. Нестационарное электромагнитное поле от токового импульса, содержащего отрицательную часть, несет дополнительную информацию о магнитной проницаемости обсадной колонны.

ЛИТЕРАТУРА

- Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М., Наука, 1967, 778 с.
Бозорт Р. Ферромагнетизм. М., Изд-во иностр. лит., 1956, 784 с.
Вонсовский С.В. Магнетизм. М., Наука, 1971, 1032 с.
Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.; Л., Гостехтеориздат, 1948, 816 с.

- Дрожжина В.И., Шур Я.С.** О влиянии упругих напряжений на процессы намагничивания ферромагнетиков в слабых полях // Журнал экспериментальной и теоретической физики, вып. 1, 1941, с. 116—121.
- Кондорский Е.И.** К вопросу о природе коэрцитивной силы и необратимых изменений при намагничивании // Журнал экспериментальной и теоретической физики, вып. 9—10, 1937, с. 117—1131.
- Мартынов А.С., Польшгалов В.Ф., Эпов М.И., Могилатов В.С.** Технические аспекты построения электромагнитного сканера обсадных колонн // Электрические и электромагнитные методы исследования в нефтегазовых скважинах. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 1999, с. 91—102.
- Морозова Г.М., Польшгалов В.Ф., Эпов М.И., Могилатов В.С.** Нестационарное электромагнитное поле токового контура, расположенного на оси полого проводящего магнитного цилиндра (решение и приложение задачи) // Геология и геофизика, 2000, т. 41 (11), с. 1492—1500.
- Никитенко М.Н.** Программно-алгоритмические средства инверсии и оптимального проектирования в индукционных зондированиях: Автореф. дис. ... к.т.н. Новосибирск, Институт геофизики СО РАН, 1995, 12 с.
- Новиков В.Ф., Бахарев М.С.** Магнитная диагностика механических напряжений в ферромагнетиках. Тюмень, Изд-во «Вектор Бук», 2001, 219 с.
- Новиков В.Ф., Макаров А.И., Невзорова Э.Г., Щербаков Э.Л.** О магнитоупругих свойствах пластически деформированного железа и сталей // ФММ, 1979, № 48, вып. 6, с. 1189—1196.
- Поливанов К.М.** Ферромагнетики. М.; Л., Госэнергоиздат, 1957, 256 с.
- Стреттон Дж.А.** Теория электромагнетизма. М.; Л., Гостехтеориздат, 1948, 539 с.
- Теплухин В.К., Миллер А.В., Сидоров В.А.** Вопросы электромагнитной дефектоскопии обсадных колонн и НКТ // НТВ «Каротажник». Тверь, ГЕРС, 1997, вып. 33, с. 68—73.
- Эпов М.И., Морозова Г.М., Антонов Е.Ю.** Электромагнитная дефектоскопия обсадных колонн нефтегазовых скважин. Новосибирск, Изд-во СО РАН, филиал «Гео», 2002, 102 с.
- Эпов М.И., Морозова Г.М., Антонов Е.Ю.** Электромагнитные процессы в проводящей магнитной обсадной колонне // Геология и геофизика, 2007, т. 48 (6), с. 673—684.
- Brown W.F.** The effect of dislocation on magnetization near saturation // Phys. Rev. 1941, v. 60, p. 139—147.
- Ruushanen P., Kettunen P.** Two ferromagnetic methods for the evaluation of the fatigue limit in polycrystalline iron // NOT INTERNATIONAL, 1980, v. 13, № 3, p. 105—108.

*Рекомендована к печати 26 декабря 2008 г.
А.Д. Дучковым*

*Поступила в редакцию
15 сентября 2008 г.*