

Эффекты последействия в методе переходных процессов: магнитная вязкость

Кожевников Н. О., Антонов Е. Ю.

Аннотация

Одним из эффектов последействия присущих геологической среде является магнитная вязкость. Это явление заключается в запаздывании во времени изменений магнитных характеристик ферромагнитных материалов по отношению к изменениям напряжённости внешнего магнитного поля. В горных породах проявления магнитной вязкости связаны преимущественно с установлением и релаксацией намагниченности суперпарамагнитных частиц ферромагнитных минералов. В методе переходных процессов влияние магнитной вязкости проявляется в виде аномально медленно убывающего напряжения, индуцируемого в приемной петле, а также – в ряде случаев – нарушении его монотонности и изменении полярности. Процессы становления вихревых токов и релаксации намагниченности протекают независимо; поэтому, если геометрия установки фиксирована, индукционная переходная характеристика не содержит информации о распределении магнитной вязкости по глубине. Для того, чтобы его найти, необходимы геометрические зондирования. На поздних временах напряжение, индуцируемое в приемной петле за счет релаксации намагниченности, намного превышает вызываемое вихревыми токами. Поэтому проявления магнитной вязкости ограничивают глубинность метода переходных процессов при изучении вертикального распределения электропроводности.

Ключевые слова:

магнитная вязкость, метод переходных процессов

Эффекты последствия в методе переходных процессов: магнитная вязкость

Н.О. Кожевников^{1,2}, Е.Ю. Антонов¹

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия

Введение

Свойствами геологической среды, чаще всего изучаемыми в электроразведке, является удельное электрическое сопротивление ρ или удельная электропроводность $\sigma=1/\rho$. В большинстве случаев предполагается, что σ или ρ не зависят от времени/частоты. В теории низкочастотных и/или импульсных индуктивных методов принимается также, что магнитная проницаемость μ геологической среды не зависит от времени или частоты. Такой подход основан на предположении, что эффекты последствия в геологической среде отсутствуют. Однако нередко эти эффекты проявляются в виде вызванной электрической поляризации (ВП) и релаксации намагниченности, или магнитной вязкости (МВ).

Закономерности проявления вызванной поляризации в методе переходных процессов рассмотрены нами в [Кожевников, Антонов, 2020, 2021]. В настоящей статье мы обобщаем и дополняем наши работы, в которых рассмотрено влияние магнитной вязкости на индукционные переходные характеристики [Антонов, Кожевников, 2017; Камнев и др., 2015; Казанский и др., 2012; Кожевников, Антонов, 2008, 2009, 2011, 2018; Кожевников и др., 2012; Стогний и др., 2010].

Магнитная вязкость, или магнитное последствие, является одним из фундаментальных свойств ферромагнитных материалов. Это явление заключается в запаздывании во времени изменений магнитных характеристик ферромагнетиков (намагниченности, магнитной проницаемости и др.) по отношению к изменениям напряжённости внешнего магнитного поля. В горных породах проявления магнитной вязкости связаны преимущественно с установлением и релаксацией намагниченности суперпарамагнитных (СПМ) частиц ферромагнитных минералов.

Впервые влияние магнитной вязкости на индукционную переходную характеристику было замечено при археологических изысканиях с помощью импульсного металлоискателя [Colani, Aitken, 1966].

На рис. 1 в схематическом виде представлена индукционная система, включающая генератор прямоугольных импульсов тока, генераторную петлю, приемную петлю и измеритель. Предположим, что поблизости от генераторной петли находится магнитный объект, который под действием первичного магнитного поля H_1 приобретает намагниченность J . Если это вязкая намагниченность, при выключении первичного магнитного поля она убывает не сразу, а постепенно. Синхронно с намагниченностью убывают создаваемое объектом вторичное магнитное поле H_2 и магнитный поток Φ , который пронизывает приемную петлю и индуцирует в ней ЭДС

$$e_1(t) = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (1)$$

Измерив ЭДС $e_1(t)$ и сравнив ее с расчетной, можно судить о наличии, положении и магнитных свойствах объекта.

Магнитный поток Φ образован суммой магнитных потоков, создаваемых намагниченностью элементарных объемов, образующих объект. В общем случае каждый элементарный объем намагничивается по-разному, поэтому для того, чтобы найти Φ необходимо интегрирование по объему.

Магнитный поток через приемную петлю можно записать как:

$$\Phi = IM, \quad (2)$$

где I – ток в генераторной петле, M – взаимная индуктивность между генераторной и приемной петлями. В свою очередь,

$$M = M_0 + M_1(t), \quad (3)$$

где M_0 – взаимная индуктивность между петлями при их расположении на поверхности немагнитной среды, $M_1(t)$ – зависящая от времени добавка, появляющаяся в том случае, если среда магнитовязкая.

С учетом (2) и (3) приведенная к току ЭДС, индуцируемая за счет релаксации намагниченности в приемной петле после выключения тока в генераторной петле:

$$\frac{e_1(t)}{I} = \frac{dM_1(t)}{dt}. \quad (4)$$

Когда симметричная установка располагается на поверхности горизонтально-слоистого магнитного полупространства, M_1 удобно выразить через начальную

индуктивность M_0 и зависящую от времени кажущуюся, или, эффективную магнитную восприимчивость $\kappa_k(t)$, учитывающую влияние магнитных объектов:

$$M_1(t) = M_0 \kappa_k(t), \quad (5)$$

откуда

$$\frac{e_1(t)}{I} = M_0 \frac{d\kappa_k(t)}{dt}. \quad (6)$$

Для того чтобы практически применить эту формулу, необходимо рассчитать M_0 и воспользоваться математической моделью для $\kappa_k(t)$. В работах [Кожевников, Антонов, 2009, 2011] мы приводим аналитические выражения, с помощью которых можно рассчитать $\kappa_k(t)$ для соосной установки с приемной петлей небольших размеров (по сравнению с размерами генераторной петли), а также совмещенной установки с круговыми петлями. В случае однородного магнитовязкого полупространства $\kappa_k(t) = \kappa(t)/2$, где $\kappa(t)$ – зависящая от времени истинная магнитная восприимчивость полупространства [Кожевников, Антонов, 2008].

Зависимость магнитной восприимчивости от частоты / времени

В индуктивной электроразведке влияние магнитной вязкости учитывается путём использования магнитной восприимчивости, которая зависит от времени или частоты [Lee, 1984].

Известны два способа расчета индукционных переходных характеристики с учетом магнитной вязкости [Кожевников, Антонов, 2008, 2009, 2011]. Первый способ основан на связи между вязкой намагниченностью и создаваемым ею магнитным полем, пронизывающим приемную петлю. В этом случае расчет осуществляется во временной области с использованием зависящей от времени магнитной восприимчивости

$$\kappa(t) = \frac{\Delta\kappa}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} (B + \ln t), \quad (7)$$

где t – время после включения или выключения первичного магнитного поля (временная задержка); $\Delta\kappa$ – разница между статической ($t \rightarrow \infty$) и динамической ($t \rightarrow 0$) восприимчивостями; τ_1 , τ_2 – нижняя и верхняя границы диапазона времен релаксации намагниченности; B – константа.

В результате подстановки (7) в формулу (6) находим, что приведенная к току ЭДС, индуцируемая в приемной петле, убывает обратно пропорционально времени:

$$\frac{e_1(t)}{I} = \frac{M_0 \Delta\kappa}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \frac{1}{t} = a \cdot t^{-1}, \quad (8)$$

где a – не зависящий от времени коэффициент.

Зависимость (8) близка к наблюдаемой на практике:

$$\frac{e(t)}{I} = a \cdot t^{-b},$$

где показатель степени b может на несколько процентов отличаться от единицы [Камнев и др., 2015].

Второй способ основан на решении краевой задачи уравнения Гельмгольца для источника, расположенного на поверхности горизонтально-слоистой проводящей магнитовязкой среды. Решение отыскивается в частотной области, после чего осуществляется трансформация во временную область [Кожевников, Антонов, 2008]. Влияние магнитной вязкости учитывается путем использования комплексной, частотно-зависимой магнитной восприимчивости [Chikazumi and Charap, 1978; Lee, 1984]

$$\kappa(\omega) = \Delta\kappa \left[1 - \frac{1}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \cdot \ln \frac{1 + j\omega\tau_2}{1 + j\omega\tau_1} \right],$$

где ω – круговая частота, $j=(-1)^{1/2}$; $\Delta\kappa$ – разница между значениями магнитной восприимчивости на низкой ($\omega \ll 1/\tau_2$) и высокой ($\omega \gg 1/\tau_1$) частотах (декремент магнитной восприимчивости).

Влияние магнитной вязкости на индукционные переходные характеристики

Как показали результаты моделирования индукционных переходных характеристик с учетом магнитной вязкости, процессы становления вихревых токов и релаксации намагниченности протекают независимо.

Это означает, что для этих процессов выполняется принцип суперпозиции: результирующая ЭДС $e(t)$ в приемной петле представляет сумму ЭДС $e_1(t)$ и $e_2(t)$, индуцируемых, соответственно, релаксацией намагниченности и вихревых токов. ЭДС e_1 спадает обратно пропорционально времени t : $e_1(t) \propto t^{-1}$. ЭДС e_2 убывает намного быстрее. Так, для однородного проводящего полупространства $e_2(t) \propto t^{-5/2}$.

На ранних временах $|e_1(t)| \ll |e_2(t)|$, поэтому суммарная ЭДС почти не отличается от $e_2(t)$. С течением времени влияние магнитной вязкости неуклонно возрастает и наконец, становится преобладающим; поэтому на поздних временах суммарная ЭДС совпадает с $e_1(t)$.

Момент времени t_1 , начиная с которого влияние релаксации намагниченности становится преобладающим, зависит от пространственного распределения σ и $\kappa(t)$, а также от размеров и конфигурации генераторно-приемной установки. При прочих равных

условиях он наступает тем позже, чем больше генераторная петля и/или, чем на большее расстояние приемная петля вынесена за пределы генераторной.

Метод переходных процессов и его аналог – зондирование становлением поля в ближней зоне основаны на изучении поздней стадии индукционного становления [McNeil, 1980]. Поэтому полярность ЭДС $e_2(t)$ в поздней стадии становления логично принять за положительную. Тогда полярность ЭДС $e_1(t)$, совпадающая с полярностью $e_2(t)$, также является положительной, в противном случае – отрицательной.

Если установка располагается на поверхности горизонтально-слоистой магнитовязкой среды полярность $e_1(t)$ определяется положением приемной петли по отношению к генераторной [Кожевников, Антонов, 2008, 2018].

Когда измерительная петля вынесена за пределы генераторной, сочетание релаксации намагниченности и диффузии вихревых токов приводит к смене полярности суммарной ЭДС $e(t)$. Эта смена полярности наблюдается после более раннего изменения знака $e(t)$, связанного с диффузией вихревых токов.

Для модели с расположенным сверху магнитным слоем смена полярности происходит, как только приемная петля оказывается вне контура генераторной. Для модели с магнитным основанием, перекрытым немагнитным слоем, вынос приемной петли, при котором суммарная ЭДС меняет полярность, тем больше, чем толще слой.

Смена полярности результирующей ЭДС объясняется наложением двух процессов – диффузии вихревых токов и релаксации намагниченности (рис. 2). Пока ток в генераторной петле не выключен, вокруг петли существует первичное магнитное поле, под действием которого породы приобретают индуцированную намагниченность J . Если по магнитным свойствам подстилающая среда изотропная, и $k \ll 1$, вектор намагниченности в каждой точке нижнего полупространства направлен параллельно первичному магнитному полю.

Выключение тока в генераторной петле инициирует два процесса: 1) релаксацию намагниченности, 2) возникновение и последующую эволюцию вихревых токов.

Намагниченность каждого элементарного объема нижнего полупространства убывает синхронно, т.е. в каждый момент времени для любых двух точек отношение намагниченностей остается неизменным. Это отношение определено пространственной структурой первичного магнитного поля, а также распределением $k(x, y, z)$ в нижнем полупространстве.

Систему вихревых токов можно аппроксимировать эквивалентным токовым кольцом [Nabighian, 1979; McNeill, 1980]. Сначала кольцо располагается под генераторной

петлей, его диаметр равен ее поперечным размерам, а магнитное поле кольца как внутри (точка 1), так и за пределами (точка 2) генераторной петли направлено так же, как первичное поле. С течением времени диаметр токового кольца и глубина, на котором оно расположено, увеличиваются. Когда диаметр кольца становится таким, что проекция токовой линии на дневную поверхность оказывается в точке 2, направление магнитного поля, создаваемое здесь вихревыми токами, изменяется на противоположное.

На этой стадии магнитное поле в окрестностях точки 2, создаваемое вихревыми токами, больше противоположного ему по направлению магнитного поля, порождаемого намагниченностью. Однако по мере того, как вихревые токи распространяются по горизонтали и вертикали, затухая за счет тепловых потерь, магнитное поле, создаваемое в точке 2 токовым кольцом, убывает. Поскольку вязкая намагниченность и создаваемое ею магнитное поле убывают медленнее по сравнению с полем вихревых токов, наступает момент, когда магнитное поле вихревых токов становится меньше магнитного поля, вызываемого намагниченностью. В этот момент происходит смена полярности суммарного поля, которое все еще продолжает убывать и, наконец, достигает минимума, после чего, оставаясь отрицательным, постепенно спадает до нуля. В момент, когда суммарное поле достигает минимума, изменяется полярность суммарной ЭДС $e(t)$, индуцируемой в приемной петле. В дальнейшем $e(t)$, оставаясь отрицательной, убывает по абсолютной величине как $1/t$.

При расположении приемной петли внутри генераторной $M_1 > 0$; если же приемная петля вынесена за контур генераторной петли, $M_1 < 0$. Теоретически приемную петлю можно расположить таким образом, что $M_1 = 0$. При этом влияние магнитной вязкости на индукционную переходную характеристику полностью исключается. С другой стороны, поскольку измерения в методе переходных процессов проводят в поздней стадии, смещение приемной петли не влияет на ЭДС, индуцируемую в приемной петле вихревыми токами [McNeill, 1980]. К сожалению, практического способа добиться строгого выполнения равенства $M_1 = 0$ не существует: можно снизить влияние магнитной вязкости, однако полностью избавиться от него невозможно.

Если рядом с установкой расположены магнитовязкие неоднородности, т.е. объекты ограниченного размера (например, линзы туфов), суммарная переходная характеристика зависит не только от положения приемной петли относительно генераторной, но и от положения магнитного объекта по отношению к генераторной и приемной петлям.

На рис. 3 показана (в поперечном сечении) установка для зондирования методом переходных процессов, включающая генераторную петлю и приемные петли,

расположенные внутри (а) и снаружи (б) генераторной петли. Здесь же показаны приповерхностные магнитные объекты 1–4. Предположим, что ток в генераторной петле – если посмотреть на нее сверху – протекает против часовой стрелки. Тогда вблизи земной поверхности первичное магнитное поле в области, располагающейся в контуре генераторной петли, направлено вверх, а снаружи генераторной петли – вниз (см. рис. 2). Соответственно, как показано на рис. 3, направлен вектор намагниченности магнитных объектов.

Для всех представленных на рис. 3 вариантов положения магнитного объекта ЭДС $e_1(t)$ по абсолютной величине убывает как $1/t$. Однако ее полярность зависит не только от того, внутри или снаружи генераторной петли располагается приемная петля, но и от положения магнитного объекта.

Поскольку $e_1(t)$ убывает медленнее, чем $e_2(t)$, на поздних временах полярность результирующей ЭДС $e(t)$ совпадает с полярностью $e_1(t)$. В зависимости от положения петель и магнитного объекта возможны несколько вариантов (см. рис. 3).

Если предположить, что преобладающий вклад в $e_1(t)$ вносят неоднородности, расположенные рядом с приемной петлей, рассмотрение магнитного потока, создаваемого объектами 1–4, приводит к следующим выводам. В приемной петле, расположенной внутри генераторной, релаксация намагниченности объекта 1 индуцирует ЭДС $e_1(t)$ положительной полярности, а объекта 2 – отрицательной. Для приемной петли, которая находится снаружи генераторной, релаксация намагниченности объекта 3 индуцирует отрицательную, а объекта 4 – положительную ЭДС $e_1(t)$. Поэтому результирующая переходная характеристика с учетом влияния объектов 1, 4 имеет монотонный вид: во всем временном диапазоне ЭДС $e(t)$ положительна; на поздних временах $e(t)$ убывает как $1/t$. Релаксация намагниченности объектов 2, 3 приводит к тому, что на поздних временах результирующая ЭДС меняет знак, достигает минимума, после чего, оставаясь отрицательной, убывает по абсолютной величине как $1/t$.

Проиллюстрируем влияние магнитовязкого объекта на конкретном примере. На рис. 4а сверху показана симметричная установка, включающая соосные генераторную (Tx) и приемную (Rx) петли размером 100м x 100м и 20м x 20м, соответственно. Геологическая среда, на поверхности которой расположены петли, представляет однородное проводящее полупространство с удельным электрическим сопротивлением $\rho=10^2$ Ом·м. Среда является немагнитной ($\Delta\kappa=0$); лишь небольшая ее область в форме параллелепипеда с горизонтальными размерами 20м x 20м и высотой 10м образует магнитную

неоднородность ($\Delta\kappa = 3 \cdot 10^{-2}$ ед. СИ, $\rho = 10^2$ Ом·м). Эта неоднородность, или объект, располагается под приемной петлей на оси симметрии установки.

В нижней части рис. 4а показаны переходные характеристики ЭДС, индуцируемой в приемной петле при глубине h до верхней границы объекта 0.5м и 5м. В обоих случаях влияние магнитной вязкости становится заметным, начиная с $t \approx 1$ мс, и проявляется в виде медленно убывающей ЭДС $e(t)$ положительной полярности. При увеличении h наблюдается лишь незначительное уменьшение аномального сигнала.

Магнитный объект на рис. 4б смещен по горизонтали на 15 м по отношению к центру установки. В этом случае изменение глубины объекта оказывает сильное влияние на переходную характеристику. Когда $h = 0.5$ м, наблюдается переходный процесс со сменой полярности ЭДС на времени 4мс, тогда как при $h = 5$ м ЭДС переходного процесса не изменяет знак, монотонно убывая во всем временном диапазоне.

Рассмотренный пример наглядно показывает, что небольшие изменения в положении магнитного объекта могут оказывать сильное влияние на позднюю часть индукционных переходных характеристик. Обычно вблизи поверхности присутствуют несколько магнитных объектов; в общем же случае концентрация СПМ описывается непрерывным распределением. Соответственно, распределение $\kappa(x, y, z)$ также является непрерывным.

Повышение информативности зондирований методом переходных процессов за счет учета магнитной вязкости

В электроразведке магнитная вязкость рассматривается преимущественно как помеха, затрудняющая или делающая невозможной интерпретацию данных МПП в терминах электропроводности [Buselli, 1982; Захаркин и др., 1988; Das, 2006; Маслае, 2016; Кожевников и др., 2016]. Однако в некоторых случаях картирование в плане и по глубине распределения магнитной вязкости представляет самостоятельный интерес. Укажем, в частности, на такие задачи как определение мощности туфов и траппов, необходимой для внесения поправки за зону малых скоростей в сейсморазведке [Бубнов и др., 1988] или изучение параметров приповерхностного слоя, подвергавшегося в прошлом антропогенному воздействию, – в археогеофизике [Linford, 2005].

Насколько нам известно, впервые возможность интерпретации данных МПП для определения параметров магнитной вязкости по данным МПП рассмотрена в работе [Стогний и др., 2010]. В этой статье приводится пример инверсии медленно убывающих индукционных переходных процессов, измеренных на одном из участков в

Малоботуобинском районе Западной Якутии. На основе интерпретации этих процессов в рамках модели горизонтально-слоистой среды, был сделан вывод о том, что аномально медленный спад ЭДС объясняется пониженным сопротивлением туфов основного состава.

Вместе с тем, временная зависимость, описывающая убывание ЭДС в приемной петле указывала на возможное проявление магнитной вязкости. С целью оконтуривания аномалии на участке работ были проведены площадные детальные съемки методом переходных процессов, а для изучения вертикального распределения магнитной вязкости – параметрическое зондирование с установками разного размера.

Инверсия параметрического зондирования выполнялась методом подбора в рамках горизонтально-слоистой модели магнитовязкой среды. Подбор проводился вручную и автоматически. Для ручного подбора использовался способ, основанный на связи между релаксацией намагниченности горных пород и создаваемым ею магнитным потоком, пронизывающим приемную петлю. В основу второго способа положено решение краевой задачи для горизонтально-слоистой среды методом Фурье с учетом зависимости магнитной проницаемости от частоты. Подробное описание обоих способов содержится в работах [Кожевников, Антонов, 2008, 2009]. Поскольку временные задержки, на которых измерялась ЭДС, не выходили за пределы диапазона 0.01 – 10 мс, при расчетах было принято, что $\tau_1=10^{-6}$ с, $\tau_2=10^6$ с.

Ниже мы иллюстрируем возможности решения обратной задачи МПП применительно к определению вертикального распределения Δk на примере ручной инверсии данных параметрического зондирования. Этот пример показывает, что при определении вертикального профиля Δk «работает» принцип геометрического зондирования.

На рис. 5а приведены переходные характеристики, измеренные соосными установками с генераторными петлями размером 25 м×25 м, 50 м×50 м и 75 м×75 м. Центры установок находились на одном и том же пикете, где располагалась многовитковая приемная рамка размером 0.8 м×0.8 м с эффективной площадью 400 м². Начиная с временной задержки порядка 0.1-0.2 мс ЭДС переходного процесса убывает по закону, близкому к $1/t$. При $t > 2-5$ мс скорость убывания ЭДС возрастает вследствие того, что на переходный процесс начинает влиять конечная длительность импульсов тока в генераторной петле. Поэтому для ручной инверсии использовались значения ЭДС на времени $t = 1$ мс (показаны на рис. 5 а, б маленькими ромбами).

Сплошной линией на рис. 5б показан модельный график, а на рис. 5в приведена соответствующая модель горизонтально-слоистой среды. Сверху располагается

немагнитный ($\Delta k_{01} = 0$) слой небольшой ($H_1 = 3$ м) мощности. Ниже залегает магнитовязкий ($\Delta k_{02} = 0.03$ ед. СИ) слой мощностью около 40 м, который подстилается немагнитным ($\Delta k_{03} = 0$) основанием.

При подборе моделей выяснилось, что незначительные отклонения H_1 и Δk_{02} от приведенных выше значений приводят к большому расхождению между экспериментальными и модельными данными. Это свидетельствует о высокой чувствительности индукционных переходных характеристик по отношению к указанным параметрам модели.

После того, как мы выполнили инверсию, в центре аномалии были пробурены две скважины (скв. 1 и скв. 2) глубиной 87 метров (рис. 6), которые вскрыли туфовые отложения мощностью 37 – 42.5 м. Ниже залегает слой долеритов мощностью три метра и песчаники, подстилаемые породами карбонатного цоколя. Мощность рыхлых отложений, перекрывающих туфы, составляет 1.5 – 3.0 м.

Рис. 6 подтверждает предположение о том, что причиной аномально медленного убывания ЭДС является магнитная вязкость туфов. Как можно видеть, мощность туфов и глубина до их верхней границы, найденные путем интерпретации индукционных переходных характеристик, близки к определенным по данным бурения.

Рядом с геологическими разрезами по скважинам на рис. 6 показаны графики магнитной восприимчивости k на частоте 1кГц. Они свидетельствуют о значительной неоднородности туфовой толщи, однако в целом магнитная восприимчивость туфов на полтора - два порядка превышает восприимчивость перекрывающих рыхлых отложений и подстилающих пород карбонатного цоколя. Вследствие сильной изменчивости магнитных свойств туфов значение Δk_{02} дает интегральную, или среднюю, оценку декремента магнитной восприимчивости.

Причиной магнитной вязкости туфов является релаксация намагниченности суперпарамагнитных частиц. При выбросе туфового материала в атмосферу происходило его быстрое остывание, поэтому кристаллизация зерен ферромагнитных минералов заканчивалась, когда их размеры были настолько малы, что многие из них являются суперпарамагнитными. Если предположить, что суперпарамагнитные частицы представлены мельчайшими зернами магнетита, их весовое содержание в туфах на участке работ оценивается величиной порядка 0.03 % [Стогний и др., 2010].

Обсуждение результатов

В статьях [Кожевников, Антонов, 2020, 2021] рассмотрено влияние, которое индукционно-вызванная электрическая поляризация (ВПИ) оказывает на индукционные переходные характеристики. Это влияние выражается в нарушении монотонности, нередко вплоть до изменения полярности, результирующей ЭДС.

На ранних временах поляризационные токи текут в том же направлении, как вихревые, а на поздних – в противоположном. Поэтому при работе с любыми установками, начиная с некоторого момента, результирующая ЭДС *всегда* меньше по сравнению с той, которая наблюдалась бы для проводящей, неполяризуемой среды.

Что касается релаксации намагниченности, то ЭДС $e_1(t)$ как на ранних, так и на поздних временах имеет одну и ту же полярность, которая по отношению к $e_2(t)$ может быть как положительной, так и отрицательной. В первом случае наблюдается монотонно убывающий переходный процесс, во втором – переходный процесс со сменой полярности. В обоих случаях на поздних временах ЭДС, индуцируемая в приемной петле, убывает по абсолютной величине как $1/t$.

Становление токов в поляризуемой среде невозможно представить в виде суммы токов поляризации и вихревых токов. Это *единый* процесс, который контролируется распределением удельной электропроводности, зависящей от частоты/времени. При этом сохраняется фундаментальное свойство зондирования методом переходных процессов: чем больше временная задержка, на которой производится измерение ЭДС переходного процесса, тем больше эффективная глубина зондирования. Поэтому в методе переходных процессов существует принципиальная и практическая возможность с помощью установки одного размера изучить распределение по глубине поляризуемости и других параметров (например, постоянной времени и показателя степени, если используется модель Коул-Коул).

В отличие от ВПИ в случае магнитной вязкости выполняется принцип суперпозиции: результирующий сигнал в приёмной петле представляет сумму ЭДС $e_1(t)$ и $e_2(t)$, индуцируемых, соответственно, релаксацией намагниченности и вихревых токов. Какие именно области в нижнем полупространстве создают наибольший вклад в ЭДС $e_1(t)$ определяется – наряду с распределением СПМ частиц – размерами и формой генераторной петли, а также размером приёмной петли и её положением относительно генераторной. При изучении магнитной вязкости глубина исследований контролируется геометрией установки, а не временем, которое прошло с момента выключения тока в генераторной петле. Поэтому для изучения вертикального распределения магнитной вязкости необходима постановка геометрических зондирования.

На поздних временах $|e_1(t)| \gg |e_2(t)|$. Поскольку результаты измерений всегда содержат ошибки, едва ли возможно с приемлемой погрешностью измерить $e_2(t)$ на фоне $e_1(t)$. Это значит, что в районах, где распространены магнитовязкие породы, особенно выходящие на поверхность, возможности зондирования методом переходных процессов при изучении глубоко залегающих горизонтов ограничены.

Проблему усугубляют геологические помехи, источником которых является неравномерное распределение суперпарамагнитных частиц в верхней части разреза. Если магнитовязкий объект ограниченных размеров располагается рядом с приёмной петлей (см. рис. 3), на поздних временах ЭДС $e_1(t)$ намного превосходит $e_2(t)$. Отметим, что неоднородности верхней части разреза в виде небольших объектов повышенной электропроводности не создают подобную проблему. Несмотря на высокую электропроводность вследствие малых размеров неоднородностей индуцированные в них вихревые токи быстро затухают, поэтому такие неоднородности не являются помехой при изучении электропроводности на больших глубинах [Nekut, Spies, 1989].

В данной статье рассмотрены проявления релаксации намагниченности в методе переходных процессов, когда источником первичного магнитного поля является незаземленная петля. В работе [Антонов, Кожевников, 2017] показано, что релаксация намагниченности влияет и на переходные характеристики установок с заземленными питающей и приёмной линиями. Это влияние аналогично наблюдаемому для петлевых установок: ЭДС и кажущееся удельное сопротивление неуклонно понижаются со временем. Чем выше удельное сопротивление полупространства и меньше разность потенциалов установки, тем раньше начинает проявляться эффект магнитной вязкости. В диапазоне удельных электрических сопротивлений, характерных для геологических сред, релаксация намагниченности и диффузия вихревых токов протекают независимо.

Выводы

Одним из эффектов последствия, присущих геологической среде и оказывающих влияние на результаты метода переходных процессов, является магнитная вязкость. Это влияние выражается в аномально медленном убывании ЭДС, а также – в ряде случаев – нарушении монотонности и изменении полярности ЭДС.

Для любой установки ЭДС, индуцируемая на поздних временах в приёмной петле за счет релаксации намагниченности, намного превышает ЭДС, индуцируемую вихревыми токами. Вследствие того, что результаты измерений всегда содержат погрешность,

проявления магнитной вязкости ограничивают глубинность метода переходных процессов при изучении вертикального распределения электропроводности.

Процессы становления вихревых токов и релаксации намагниченности протекают независимо; поэтому при фиксированной геометрии установки индукционная переходная характеристика не содержит информации о распределении магнитной вязкости по глубине. Для того, чтобы его найти, необходимы геометрические зондирования.

Работа выполнена при поддержке проекта ФНИ № 0331-2019-0007 «Геоэлектрика в исследованиях геологической среды: технологии, полевой эксперимент и численные модели». Авторы выражают благодарность Н.Н. Неведровой и В.В. Филатову за комментарии, которые были учтены при подготовке окончательной версии статьи.

Литература

Антонов Е.Ю., Кожевников Н.О. Влияние магнитной вязкости однородного полупространства на переходную характеристику установки с заземленными линиями // Геология и геофизика, 2017, т. 58, №7, с. 1069 – 1081.

Бубнов В.М., Рабинович Б.И., Захаркин А.К. Прогноз траппов и скоростных характеристик в Катангской седловине по данным ЗСБ // Поиск полезных ископаемых в Сибири методом зондирования становлением поля. – Новосибирск: СНИИГГиМС, 1988. – С. 99 – 107.

Захаркин А.К., Бубнов В.М., Крыжановский В.А., Полетаева Н.Г., Тарло Н.Н. Магнитная вязкость горных пород – новый осложняющий фактор метода ЗСБ // Поиск полезных ископаемых в Сибири методом зондирования становлением поля. – Новосибирск: СНИИГГиМС, 1988. – С. 19 – 26.

Казанский А.Ю., Матасова Г.Г., Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю., Максимов П.С. Вклад магнитного последствия в индукционные переходные характеристики базальтов Витимского плато // Геофизический журнал, №4, Т.34, 2012, с. 128 – 136.

Камнев Я.К., Кожевников Н.О., Казанский А.Ю., Стефаненко С.М., Импульсная характеристика вязкой намагниченности и ее измерение с помощью лабораторной индукционной установки // Геология и геофизика, 2015, т. 56, №11, с. 2076-2091.

Кожевников Н.О., Агафонов Ю.А., Антонов Е.Ю., Буддо И.В. Проявления магнитной вязкости пород трапповой формации при работах методом ЗСБ на Сибирской платформе // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2016. Т. 2. – Новосибирск: СГУГиТ, 2016. – С. 28 – 32. ISBN 978-5-87693-904-3 (т. 2).

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности однородного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика. – 2008. – 49, № 3. – С. 262–276.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности двухслойного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика. – 2009. – 50, № 10. – С. 1157–1170.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности горизонтального пласта на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика. – 2011. – 52, № 4. – С. 512–520.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние магнитной вязкости на индукционные переходные характеристики установки с закрепленной генераторной петлей // Геология и геофизика, 2018, т. 59, № 6, с. 857 – 865.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Индукционно-вызванная поляризация и оценка ее проявления с помощью нормированных переходных характеристик // Геология и геофизика, 2020, т. 61, № 10, с.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Эффекты последствия в методе переходных процессов: индукционно-вызванная поляризация // Геология и геофизика. Принята в печать.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю., Матасова Г.Г., Камнев Я.К. Метод переходных процессов при изучении геологических сред с магнитной вязкостью // Геофизический журнал, №4, Т.34, 2012, с. 137 – 149.

Стогний В.В., Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Исследование магнитной вязкости горных пород в условиях их естественного залегания с помощью импульсной индуктивной электроразведки // Геология и геофизика. – 2010. – 51, № 11. – С. 1565 – 1575.

Buselli G. The effect of near surface superparamagnetic material on electromagnetic transients: *Geophysics*, 1982, Vol. 47, N 9, pp.1315–1324.

Chikazumi, S. and Charap S. H. *Physics of magnetism*. New York: Huntington, 1978, 554 p.

Colani C., Aitken M. J. Utilization of magnetic viscosity effects in soils for archaeological prospecting // *Nature*. – 1966. – № 5069. – P. 1315–1324.

Das Y. Time-domain response of a metal detector to a target buried in soils with frequency-dependent magnetic susceptibility. *Proc. of SPIE*, 2006, Vol. 6217, 621701-1 – 621701-12. DOI: 10.1117/12.663970

Lee T. J. The transient electromagnetic response of a magnetic or superparamagnetic ground. *Geophysics*, 1984, Vol. 49, N 7., P. 854–860.

Linford, N. 2005. Archaeological applications of naturally occurring nanomagnets. *Journal of Physics: Conference Series* **17**, 127–144.

Macnae, J., 2016. Quantitative estimation of intrinsic induced polarization and superparamagnetic parameters from airborne electromagnetic data. *Geophysics* 81, NO 6, E433 – E446.

McNeill, J. D. Applications of transient electromagnetic techniques: Technical Note N7: Geonics Limited. – 1980. – 17 P.

Nabighian M. N. Quasi-static transient response of a conducting half-space: An approximate representation // *Geophysics*, 1979, v. 44, p. 1700 – 1705.

Nekut, A. G., Spies, B.R. Petroleum exploration using controlled-source electromagnetic methods // *Proceedings of the IEEE*, Vol. 77, NO 2, February 1989, 338 – 362.

Подрисуночные подписи к статье Н. О. Кожевникова, Е. Ю. Антонова «Эффекты последствия в методе переходных процессов: магнитная вязкость»

Рис. 1. Система для измерения индукционных переходных характеристик и магнитный объект.

Рис. 2. Генераторная петля, первичное магнитное поле и эквивалентное токовое кольцо.

Рис. 3. Установка для зондирования методом переходных процессов и приповерхностные магнитные объекты: 1 - провод генераторной петли (перечное сечение); 2 – провод приемной петли (поперечное сечение); 3 – магнитный объект, его номер и направление намагниченности. Расположение приемной петли: а – внутри, б – снаружи генераторной петли.

Рис. 4. Магнитовязкий ($\Delta\kappa=3\cdot 10^{-2}$ ед. СИ) объект в однородном полупространстве с удельным электрическим сопротивлением $\rho=10^2$ Ом·м и индукционные переходные характеристики. Положение объекта: а – на оси симметрии установки, б – на расстоянии 15м по отношению к оси симметрии; h – глубина до верхней границы объекта.

Рис. 5. Ручная инверсия параметрического зондирования: переходные характеристики, измеренные приемной рамкой, которая располагалась в центре квадратной генераторной петли с длиной стороны 25, 50 и 75 м (а); экспериментальный и модельный графики зависимости ЭДС на времени $t=1$ мс от длины стороны генераторной петли (б); модель среды (в). Значения ЭДС приведены к площади рамки 1 м^2 .

Рис. 6. Рис. 6. Результаты ручной (сплошная линия) и автоматической (штриховая линия) инверсии параметрического зондирования (а), диаграммы каротажа магнитной восприимчивости (б) и геологический разрез по данным бурения (в): 1 – суглинки; 2 – туфы; 3 – долериты; 4 – песчаники; 5 – кора выветривания по карбонатным породам; 6 – переслаивание алевролитов и известняков.









