

## ВЫЗВАННАЯ МЕЖПОВЕРХНОСТНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ

Н.О. Кожевников 

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

Поступила в редакцию: 27.11.2024

Принята в печать: 18.02.2025

Опубликована онлайн: 22.02.2025

DOI: 10.15372/GiG2025110

EDN: DPNOQG

*Ссылка для цитирования:*

**Кожевников Н.О. (2025).** Вызванная межповерхностная поляризация и ее проявления в электроразведке // Геология и геофизика, т. 66, № 7, с. 922–928, DOI: 10.15372/GiG2025110, EDN: DPNOQG.

© Н.О. Кожевников, 2025

 E-mail: KozhevnikovNO@ipgg.sbras.ru

Статья на примере слоистой модели, которая может быть редуцирована к двух-слойной, иллюстрирует отличия частотных и переходных характеристик межповерхностной поляризации в зависимости от того, какой источник – тока или напряжения – воздействует на геологическую среду. В материаловедении при изучении межповерхностной поляризации обычно используется источник напряжения. В этом случае ее проявления известны как эффект Максвелла-Вагнера. Что касается геофизического метода вызванной поляризации, в нем для воздействия на геологическую среду используется источник тока, вследствие чего частотные и переходные характеристики межповерхностной поляризации отличаются от предсказываемых теорией Максвелла-Вагнера. В принципе, частотные и переходные характеристики межповерхностной поляризации, измеренные с источниками тока и напряжения, содержат информацию о всех параметрах слоистой модели. Однако поляризация питающих электродов препятствует изучению эффекта Максвелла-Вагнера в массиве горных пород установкой с заземленной линией. Эта проблема снимается в индуктивном методе переходных процессов: во время выключения тока в генераторной петле в земле индуцируется вихревое электрическое поле, что в терминах теории цепей эквивалентно использованию источника напряжения.

*Межповерхностная поляризация, эффект Максвелла-Вагнера, источник напряжения, источник тока, метод вызванной поляризации, метод переходных процессов*

### ВВЕДЕНИЕ

В гетерогенных средах под действием электрического поля, направленного перпендикулярно границам между областями, отличающимися отношением диэлектрической проницаемости к удельной электропроводности, накапливаются заряды. Эффективная диэлектрическая проницаемость таких сред на низких частотах оказывается выше предсказываемой аддитивными формулами смесей [Шуй, 1979; Сидоров, 1987].

Межповерхностная поляризация (interfacial polarization, interfacial charging effect) является одной из возможных причин вызванной электрической поляризации (ВП) горных пород. Насколько известно автору, в электроразведке первой работой, в которой рассматриваются частотные и переходные характеристики межповерхностной поляризации, является публикация [Alvarez, 1973]. В дальнейшем проявления межповерхностной поляризации, известные как эффект Максвелла-Вагнера, обсуждались с общих позиций [Губатенко, 1991; Каменецкий, Тимофеев, 1992] применительно к изучению мерзлых горных пород [Вопросы..., 1985; Сидоров, 1985, 1987; Артеменко, Кожевников, 1999; Крылов, Бобров, 2002; Кожевников, 2012; Kozhevnikov, Antonov, 2012; Агеев, Агеев, 2017], а также в связи с попытками объяснить феномен «высокоразрешающей электроразведки» [Губатенко и др., 1992, 1994; Бердичевский и др., 1995].

Обычно в литературе, в том числе геофизической, при изучении частотных и/или переходных характеристик межповерхностной поляризации ограничиваются рассмотрением эффекта Максвелла-Вагнера. В этом случае на среду/объект воздействует источник напряжения [Хиппель, 1960; Эмульсии, 1972; Кинг, Смит, 1984]. Что касается электроразведочного метода ВП, в нем для возбуждения геологической среды используется источник тока, подключенный к заземленной линии. Данный факт, принципиальный для теории и практики метода ВП, не нашел должного отражения в геофизической литературе. Впервые на зависимость переходных процессов межповерхностной поляризации от типа источника обратил внимание В.А. Сидоров [1987]. Впоследствии отличие частотных и переходных характеристик межповерхностной поляризации в зависимости от источника отмечалось в работе [Каменецкий, Тимофеев, 1992]. В статьях [Kozhevnikov, Antonov, 2018, 2021] влияние источника на переходные и частотные характеристики ВП обсуждается на основе модели Коул-Коул безотносительно к конкретным механизмам вызванной поляризации.

Настоящая статья обобщает и дополняет материалы предыдущих публикаций. В ней дается подробный анализ того, как в зависимости от типа источника изменяются частотные характеристики межповерхностной поляризации слоистой модели и

обсуждаются возможности практического изучения проявлений межповерхностной поляризации в массиве горных пород.

### СЛОИСТАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим образец в виде чередующихся слоев (1 и 2) с разными электрическими свойствами (рис. 1, а). Обозначим удельную электропроводность и относительную диэлектрическую проницаемость первого материала  $\sigma_1$  и  $\varepsilon_1$ , второго –  $\sigma_2$  и  $\varepsilon_2$ . Применительно к электроразведке модель на рис. 1, а рассматривается в работах [Вопросы..., 1985; Сидоров, 1987; Губатенко, 1991; Губатенко и др., 1992, 1994; Каменецкий, Тимофеев, 1992]. Ее популярность связана с тем, что эффект Максвелла-Вагнера сильнее всего проявляется в слоистой среде при протекании тока перпендикулярно слоистости, а также простой расчётов.

Предположим, что суммарная толщина слоев материала 1 равна  $d_1$ , материала 2 –  $d_2$ . Полное сопротивление элемента *многослойной* среды на рис. 1, а не изменяется при объединении слоев первого материала в слой толщиной  $d_1$ , а второго – в слой толщиной  $d_2$  (см. рис. 1, б). В свою очередь, двухслойный образец на рис. 1, б можно заменить эквивалентным, однородным с толщиной  $d = d_1 + d_2$  и относительной комплексной диэлектрической проницаемостью [Хиппель, 1960; Alvarez, 1973]:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $j = (-1)^{1/2}$ ,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $\omega$  – угловая частота,  $\varepsilon_s$  и  $\varepsilon_\infty$  – относительные статическая ( $\omega \rightarrow 0$ ) и динамическая ( $\omega \rightarrow \infty$ ) диэлектрические проницаемости эквивалентной однородной среды,  $\sigma$  – ее удельная электропроводность,  $\tau$  – время релаксации. Величины  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_\infty$ ,  $\sigma$  и  $\tau$  определяются выражениями [Хиппель, 1960; Эмульсии, 1972; Alvarez, 1973; Кинг, Смит, 1984].

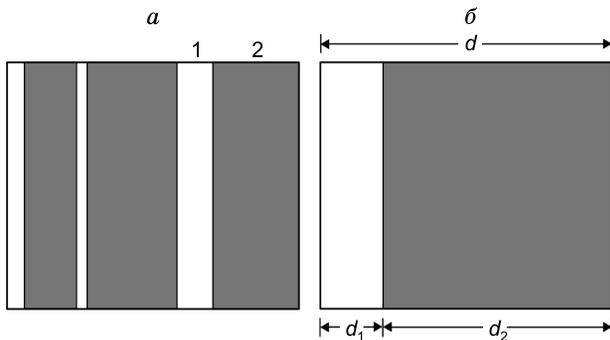


Рис. 1. Образец в виде чередования слоев с разными электрическими свойствами (а) и его представление в виде эквивалентного двухслойного композита (б).

$$\varepsilon_s = \frac{\varepsilon_1 d_1 \sigma_2^2 + \varepsilon_2 d_2 \sigma_1^2}{(\sigma_1 d_2 + \sigma_2 d_1)^2} \cdot (d_1 + d_2), \quad (2)$$

$$\varepsilon_\infty = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (d_1 + d_2)}{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1}, \quad (3)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_1 \sigma_2 (d_1 + d_2)}{d_1 \sigma_2 + d_2 \sigma_1}, \quad (4)$$

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1}{\sigma_1 d_2 + \sigma_2 d_1}. \quad (5)$$

Хотя эффект Максвелла-Вагнера не имеет отношения к поляризации дипольных молекул, первые два слагаемых в (1) представляют собой формулу Дебая для диэлектрической проницаемости полярного диэлектрика [Хиппель, 1960]. Третье слагаемое в (1) описывает потери за счет сквозной (омической) проводимости.

Как следует из (2)–(5), материал, образованный чередованием относительно тонких высокоомных и толстых проводящих слоев, характеризуется очень высокой, или даже «гигантской», низкочастотной диэлектрической проницаемостью, низким удельным электрическим сопротивлением и большой постоянной времени.

В электроразведке методом переходных процессов интерес к эффекту Максвелла-Вагнера в слоистой среде возник в связи с необходимостью объяснить природу быстротекующей вызванной поляризацией мерзлых пород [Вопросы..., 1985; Сидоров, 1987]. Применительно к этой проблеме рис. 1 изображает слои льда (несовершенный диэлектрик) в ионно-проводящих вмещающих породах (несовершенный проводник).

Запишем комплексную частотно-зависимую удельную электропроводность льда  $\sigma_{\text{л}}$  и породы  $\sigma_{\text{п}}$  в виде:

$$\sigma_{\text{л}} = \sigma_1 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1, \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{п}} = \sigma_2 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_2. \quad (7)$$

Обозначим  $A$  площадь поперечного сечения образца на рис. 1. Комплексное, частотно-зависимое электрическое сопротивление  $R_{\text{л}}$  слоя льда толщиной  $d_1$  и сопротивление  $R_{\text{п}}$  слоя породы толщиной  $d_2$  определяются выражениями:

$$R_{\text{л}} = \frac{d_1}{A\sigma_{\text{л}}}, \quad (8)$$

$$R_{\text{п}} = \frac{d_2}{A\sigma_{\text{п}}}. \quad (9)$$

Сопротивление  $R$  и проводимость  $S$  образца:

$$R = R_{\text{л}} + R_{\text{п}}, \quad (10)$$

$$S = 1/R, \quad (11)$$

откуда его комплексные, частотно-зависимые удельная электропроводность  $\sigma$ , удельное электрическое

сопротивление  $\rho$  и относительная диэлектрическая проницаемость:

$$\sigma = d/(A \cdot R), \quad (12)$$

$$\rho = 1/\sigma = A \cdot R/d, \quad (13)$$

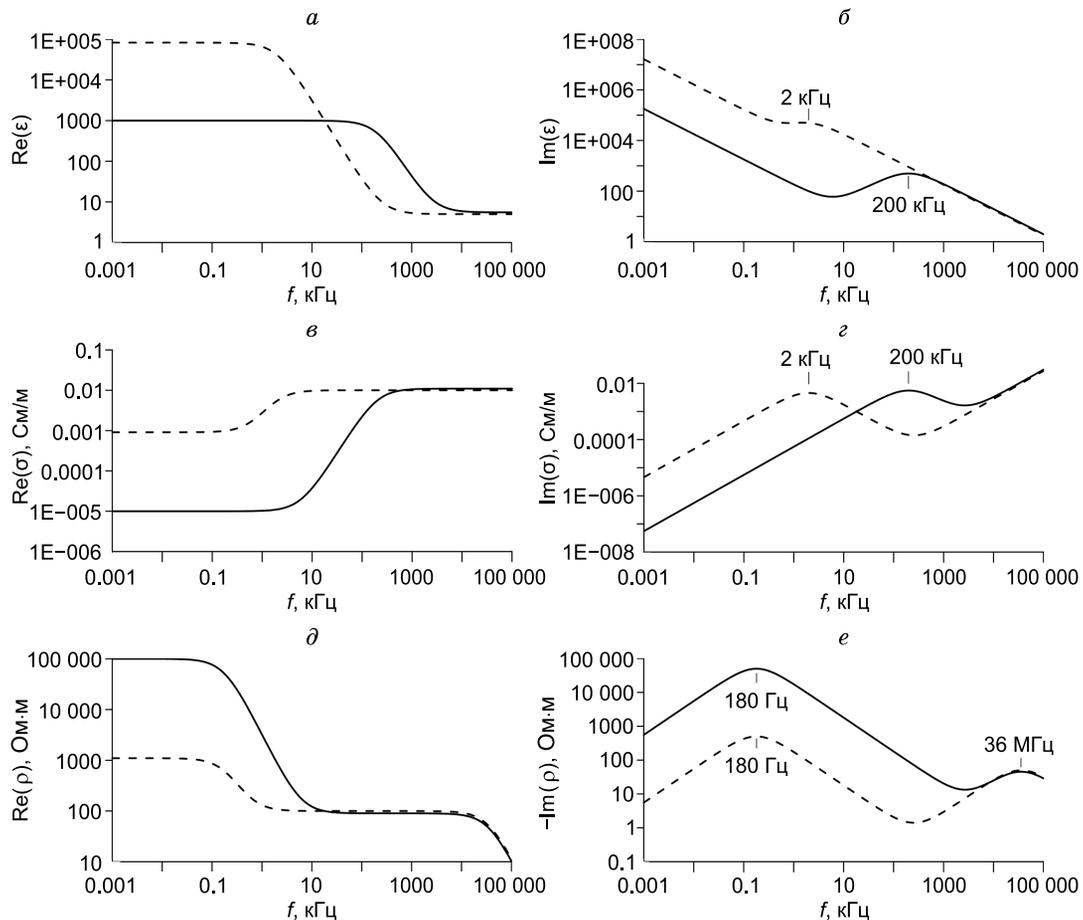
$$\varepsilon = \sigma/(j\varepsilon_0\omega). \quad (14)$$

Воспользовавшись последними формулами, рассчитаем зависящие от частоты комплексные удельную электропроводность, удельное электрическое сопротивление и относительную диэлектрическую проницаемость образца, образованного слоями льда толщиной  $d_1$  и породы толщиной  $d_2$ . В качестве разумных оценок параметров льда и вмещающей породы примем:  $\sigma_1 = 10^{-6}$  См/м,  $\varepsilon_1 = 100$ ,  $\sigma_2 = 10^{-2}$  См/м,  $\varepsilon_2 = 5$  [Сидоров, 1987; Фролов, 1998]. Такая модель геологической среды чаще других используется в работах, посвященных рассмотрению эффекта Максвелла-Вагнера в электроразведке. Вследствие значительного контраста электрических свойств образующих ее слоев для такой модели характерны сильные проявления эффекта Максвелла-Вагнера. В то же время модель не является надуманной: она отражает свойства реальных геоэлектрических сред, изучаемых мерзлотной геофизикой.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рисунке 2 приведены графики зависимости от реальной и мнимой частот, составляющих  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  и  $\rho$  для  $d_1 = 0.1d$  (толстый слой льда) и  $d_1 = 0.001d$  (тонкий слой льда). Как можно видеть, хотя свойства слоев не зависят от частоты, эффективные параметры модели в целом демонстрируют сильную частотную дисперсию. Максимумами на графиках  $\text{Im}(\varepsilon)$ ,  $\text{Im}(\sigma)$  и  $-\text{Im}(\rho)$  отмечаются частоты релаксации соответствующих параметров. В области низких (менее 1 кГц) частот уменьшение толщины слоя льда приводит к увеличению  $\text{Re}(\varepsilon)$ ,  $\text{Re}(\sigma)$  и уменьшению  $\text{Re}(\rho)$ . На низких частотах диэлектрическая проницаемость (точнее, ее реальная составляющая) намного превосходит проницаемость слоев:  $\text{Re}(\varepsilon) = 10^3$  при  $d_1/d = 0.1$  и  $10^5$  при  $d_1/d = 0.001$ . На высоких частотах  $\text{Re}(\varepsilon) = 5$  вне зависимости от толщины слоя льда.

Графики  $\text{Im}(\varepsilon)$  и  $\text{Im}(\sigma)$  показывают, что уменьшение относительной мощности слоя льда в 100 раз приводит к понижению частоты релаксации диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности от 200 до 2 кГц. Соответственно, постоянная времени релаксации увеличивается от 0.8 до



**Рис. 2.** Частотные характеристики  $\text{Re}(\varepsilon)$  и  $\text{Im}(\varepsilon)$  (а, б),  $\text{Re}(\sigma)$  и  $\text{Im}(\sigma)$  (в, г),  $\text{Re}(\rho)$  и  $\text{Im}(\rho)$  (д, е). Рядом с максимумами на графиках  $\text{Im}(\varepsilon)$ ,  $\text{Im}(\sigma)$  и  $-\text{Im}(\rho)$  приведены соответствующие частоты релаксации. Сплошной линией показаны графики для  $d_1 = 0.1d$ , штриховой –  $d_1 = 0.001d$ .

80.0 мкс. Такие же значения низкочастотной ( $\epsilon_s$ ) и высокочастотной ( $\epsilon_\infty$ ) диэлектрической проницаемости, а также времени релаксации получаются, если параметры слоев подставить в формулы (2), (3), (5).

Что касается графиков  $-\text{Im}(\rho)$ , на них наблюдается два максимума и, соответственно, две частоты релаксации:  $f_1 = 180$  Гц ( $\tau_1 = 8.8 \cdot 10^{-4}$  с) и  $f_2 = 36$  МГц ( $\tau_2 = 4.4 \cdot 10^{-9}$  с). Они не зависят от относительной толщины высокоомного слоя и отличаются от предсказываемой формулой (5).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По определению  $\rho = 1/\sigma$ , поэтому тот факт, что частоты и, соответственно, времена релаксации для  $\rho$  и  $\sigma$  отличаются, может показаться неожиданным. В этой связи уместно напомнить, что частотные и переходные характеристики удельной электропроводности  $\sigma$  с точностью до постоянного множителя воспроизводят реакцию среды/образца на воздействие, оказываемое источником напряжения [Kozhevnikov, Antonov, 2021]. По сути, напряжение на выходе такого источника не зависит от параметров цепи, к которой он подключен. Поэтому при работе с источником напряжения входной, контролируемой величиной, является напряжение, а выходной, измеряемой – ток. Внутреннее сопротивление идеального источника напряжения равно нулю, реального – намного меньше сопротивления нагрузки [Alexander, Sadiku, 2009]. Формулы (2)–(5), которые обычно приводятся при описании эффекта Максвелла-Вагнера, определяют эффективные параметры образца при воздействии на него с помощью источника напряжения.

В отличие от  $\sigma(f)$ , частотные характеристики удельного электрического сопротивления  $\rho(f)$  воспроизводят реакцию среды/образца на воздействие посредством источника тока [Kozhevnikov, Antonov, 2021]. Ток, отдаваемый таким источником в нагрузку, определяется исключительно самим источником и не зависит от параметров нагрузки. В этом случае входной величиной, не зависящей от свойств изучаемого объекта, является ток, а выходной, измеряемой, – напряжение. Внутреннее сопротивление идеального источника тока равно бесконечности, реального – намного больше сопротивления внешней цепи [Alexander, Sadiku, 2009]. При этом (см. рис. 2, е) межповерхностная поляризация характеризуется не одной, а двумя частотами релаксации. Они отличаются от наблюдаемых на графиках  $\sigma(f)$  и  $\epsilon(f)$  и не зависят от соотношения толщин проводящего и высокоомного слоев (см. рис. 2, б, з).

Причина такого отличия заключается в том, что при работе с источником напряжения параллельно образцу подключена внешняя цепь с очень низким, а при работе с источником тока – очень высоким сопротивлением. В зависимости от типа источника различаются проявления поляризации вообще [Ko-

zhevnikov, Antonov, 2018, 2021] и межповерхностной поляризации в частности [Сидоров, 1987]. Применительно к электроразведке межповерхностная поляризация при воздействии источника напряжения на слоистую среду рассматривается в [Вопросы..., 1985; Сидоров, 1987; Губатенко, 1991; Каменецкий, Тимофеев, 1992], а на среду с порфиновой структурой – в работах [Артеменко, Кожевников, 1999; Кожевников, 2012; Kozhevnikov, Antonov, 2012].

Что касается проявлений межповерхностной поляризации при работе с источником тока, они – за исключением статьи В.А. Сидорова [1987] – по существу не обсуждались в геофизической литературе. Именно В.А. Сидоров отметил принципиальное значение того факта, что при работе с источником тока отсутствует внешняя цепь, влияющая на процессы накопления и рассасывания поверхностных зарядов. В этом случае указанные процессы контролируются удельной электропроводностью и диэлектрической проницаемостью слоев и не зависят от их толщин.

Время релаксации свободных зарядов в материале с удельной электропроводностью  $\sigma$  и относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  характеризуется постоянной времени [Бессонов, 1986]:

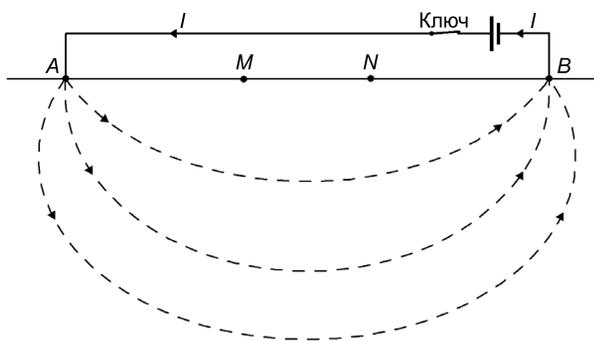
$$\tau = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma} = \rho \epsilon \epsilon_0. \quad (15)$$

Подстановка в эту формулу удельной электропроводности и диэлектрической проницаемости льда ( $\rho = 10^6$  Ом·м,  $\epsilon = 100$ ) и вмещающей породы ( $\rho = 10^2$  Ом·м,  $\epsilon = 5$ ) дает те же значения постоянной времени ( $8.8 \cdot 10^{-4}$  и  $4.4 \cdot 10^{-9}$  с), что и определенные по частотам экстремумов на графиках мнимой компоненты удельного электрического сопротивления (см. рис. 2, е). Постоянная времени  $8.8 \cdot 10^{-4}$  с соответствует релаксации свободных зарядов в слое льда, тогда как  $4.4 \cdot 10^{-9}$  с – во вмещающих породах.

Как уже упоминалось, обычно при рассмотрении частотных и переходных характеристик межповерхностной поляризации предполагается, что на среду воздействует источник напряжения. В этом случае эффективные параметры слоистой среды описываются формулами (2)–(5) Максвелла-Вагнера. Однако в геофизическом методе ВП для возбуждения геологической среды используется источник тока [Комаров, 1980; Уэйт, 1987]. Поэтому в методе ВП межповерхностная поляризация проявляется по-другому.

На рисунке 3 показана схема полевых наблюдений вызванной поляризации во временной области. Когда ключ замкнут, в цепи, образованной батареей, проводом и землей, протекает ток  $I$ , и геологическая среда поляризуется. После размыкания цепи между приемными электродами  $M$  и  $N$  наблюдается спадающее напряжение  $U_{\text{вп}}(t)$  – переходный процесс ВП.

Очевидно, в некоторый момент времени  $t_1$ , предшествующий моменту выключения тока  $t_2$ , ключ

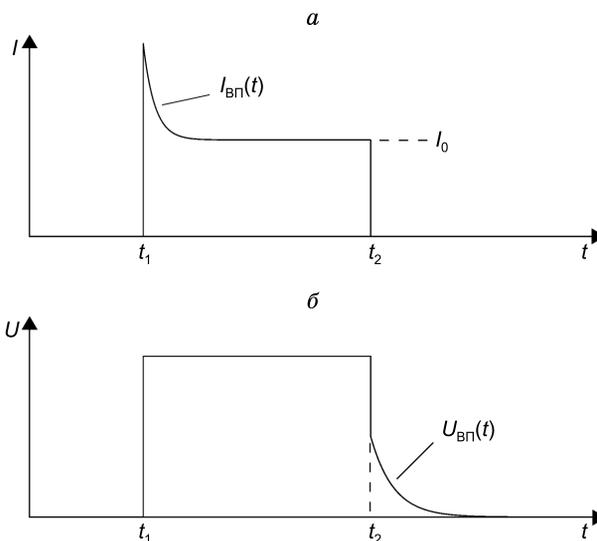


**Рис. 3.** Установка для изучения переходных процессов вызванной поляризации. Подробное описание см. в тексте.

должен быть замкнут. При замыкании ключа возникает переходный процесс тока ВП, после его затухания в цепи устанавливается ток  $I_0$ . Батарея имеет низкое внутреннее сопротивление. Поэтому, когда ключ замкнут, к электродам  $A$  и  $B$  подключен источник напряжения. Однако при размыкании ключа в момент  $t = t_2$  ток в цепи мгновенно (во временном масштабе эксперимента) становится равным нулю независимо от параметров батареи, сопротивления заземлений и провода, а также свойств земли. Образно выражаясь, когда цепь разорвана, току не остается ничего другого, как стать равным нулю. При  $t \geq t_2$  напряжение  $U_{\text{вп}}(t)$  в линии  $MN$  равно сумме напряжений, создаваемых установившимся током  $I_0$  и отрицательной ступенью тока  $I(t) = -I_0 \mathbf{1}(t - t_2)$ , где  $\mathbf{1}(t - t_2)$  – единичная функция Хевисайда. Ток в питающей линии и напряжение между электродами приемной линии показаны на рис. 4. Как показано в работах [Kozhevnikov, Antonov, 2018, 2021] и отражено на рис. 4, переходный процесс тока ВП при возбуждении среды источником напряжения протекает быстрее по сравнению с переходным процессом напряжения ВП при работе с источником тока.

Вклад межповерхностной поляризации в переходный процесс тока в питающей линии после замыкания ключа (см. рис. 3) проявляется как эффект Максвелла-Вагнера. После размыкания ключа измеряемой величиной является переходный процесс напряжения между электродами  $M$  и  $N$  приемной линии. Вклад в него межповерхностной поляризации описывается закономерностями, отличными от тех, которыми характеризуется эффект Максвелла-Вагнера.

Теоретически измерение тока в питающей линии позволяет определить эффективные параметры  $\epsilon_s, \epsilon_\infty, \sigma, \tau$  слоистой среды (см. рис. 2,  $a-c$ ), тогда как измерение напряжения в приемной линии – частоты и/или постоянные времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$  релаксации свободных зарядов в слоях 1 и 2 (см. рис. 2,  $d, e$ ). Подстановка в формулы (2)–(5)  $\epsilon_s, \epsilon_\infty, \sigma, \tau$ , а в формулу (15) –  $\tau_1$  и  $\tau_2$  дает систему из шести уравнений, решив которую можно определить параметры  $(d_1, d_2, \epsilon_1, \epsilon_2, \sigma_1, \sigma_2)$  слоистой модели.



**Рис. 4.** Ток в линии  $AB$  ( $a$ ) и напряжение в приемной линии ( $b$ ). При замыкании ключа в момент времени  $t_1$  среда возбуждается источником напряжения, и в цепи возникает переходный процесс тока ВП. В момент  $t_2$  ключ размыкается, ток становится равным нулю, и приемная линия регистрирует переходный процесс напряжения ВП.

Однако практическая реализация рассмотренного подхода осложняется тем фактом, что при работе с источником напряжения на ток в линии влияет не только межповерхностная, но и другие виды вызванной поляризации, в том числе поляризация питающих электродов [Kozhevnikov, Antonov, 2018]. Этот вид поляризации невозможно контролировать или оценить с приемлемой погрешностью, что препятствует определению вклада поляризации Максвелла-Вагнера в суммарную переходную характеристику тока.

От ограничений, связанных с поляризацией электродов, свободны индуктивные методы, в которых возбуждение геологической среды осуществляется с помощью незаземленной петли посредством электромагнитной индукции [Kozhevnikov, Antonov, 2018]. В этом случае на среду воздействует вихревое электрическое поле, что в терминах теории электрических цепей соответствует использованию источника напряжения [Wait, 1983].

Вихревое электрическое поле, создаваемое горизонтальной петлей, по которой протекает переменный ток, в горизонтально-слоистой среде не имеет вертикальной составляющей, и межповерхностная поляризация не возникает. Поэтому при изучении слоистых сред методом переходных процессов эффект Максвелла-Вагнера должен проявляться, когда массив горных пород образован наклонными слоями. Очевидно, наиболее сильных проявлений следует ожидать в присутствии крутопадающих слоев с контрастными электрическими свойствами. В свое время именно по этой причине В.А. Сидоров предложил гипотезу, согласно которой вокруг кимберлитовых

тел в Якутии существуют «природные конденсаторы» в виде вмещающих пород, содержащих заполненные льдом вертикальные трещины [Сидоров, 1985]. Однако для того, чтобы объяснить наблюдаемые эффекты, такая модель геологической среды должна характеризоваться весьма специфическим сочетанием параметров [Крылов, Бобров, 2002].

При возбуждении горизонтально-слоистой среды с помощью заземленной линии вертикальная составляющая тока не равна нулю, и на границах между слоями индуцируются свободные заряды. Поэтому в качестве источника при изучении межповерхностной поляризации в горизонтально-слоистой среде можно было бы использовать заземленную линию или комбинацию таких линий в виде кругового электрического диполя [Могилатов, Злобинский, 2014]. Однако, как показано выше, возможности практического применения таких установок в режиме «источника напряжения», т. е. при изучении эффекта Максвелла-Вагнера, ограничены.

Межповерхностная поляризация наблюдается в материалах с кусочно-непрерывным распределением диэлектрической проницаемости и/или удельного электрического сопротивления. Вместе с тем накопление и релаксация свободных зарядов происходит также при протекании тока в материалах с непрерывным распределением электрических свойств. Если удельная электропроводность  $\sigma$  и абсолютная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_a = \epsilon\epsilon_0$  не зависят от частоты и являются функциями координат, дифференциальное уравнение, описывающее плотность свободных зарядов ( $\rho_{\text{своб.}}$ ), имеет вид [Бессонов, 1986]:

$$\frac{\partial \rho_{\text{своб.}}}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon_a} \rho_{\text{своб.}} = \frac{\sigma}{\epsilon_a} \mathbf{j} \nabla \left( \frac{\epsilon_a}{\sigma} \right), \quad (16)$$

где  $\mathbf{j}$  – вектор плотности тока.

В области, где  $\nabla(\epsilon_a/\sigma) \neq 0$ , происходит накопление зарядов. В установившемся режиме  $\rho_{\text{своб.}} = \mathbf{j} \nabla(\epsilon_a/\sigma)$ . В случае, когда  $\epsilon_a/\sigma = \text{const}$ ,  $\nabla(\epsilon_a/\sigma) = 0$ , и в установившемся режиме  $\rho_{\text{своб.}} = 0$ . Переходные процессы в однородной среде описываются уравнением

$$\frac{\partial \rho_{\text{своб.}}}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon_a} \rho_{\text{своб.}} = 0.$$

Если к началу переходного процесса  $\rho_{\text{своб.}} = \rho_{\text{своб.}}(0)$ , то объемный заряд убывает по экспоненте

$$\rho_{\text{своб.}} = \rho_{\text{своб.}}(0) e^{-(\sigma/\epsilon_a)t}.$$

Влияние объемной поляризации в средах с градиентным изменением удельной электропроводности на результаты электроразведки с питающими и приемными линиями рассматривается в [Мариненко и др., 2009; Мариненко, Эпов, 2017]. Однако вопрос о том, как именно влияют установление и релаксация *объемной* поляризации на частотные и переходные

характеристики геологических сред остается недостаточно изученным. В настоящий момент можно лишь высказать некоторые соображения общего характера. Выше было показано (см. рис. 2), что реакция слоистой модели, которая может быть редуцирована к эквивалентной двухслойной, на воздействие источником напряжения характеризуется одной, а источником тока – двумя постоянными времени релаксации. Как отмечается в [Эмульсии, 1972], увеличение числа  $n$  слоев с разными значениями электрических параметров приводит к соответствующему возрастанию числа постоянных времени. Логично предположить, что по мере увеличения  $n$  распределение времен релаксации должно приближаться к непрерывному.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Частотные и переходные характеристики межповерхностной поляризации зависят от того, какой источник – напряжения или тока – используется для ее возбуждения.

При воздействии на среду источником напряжения межповерхностная поляризация проявляется как эффект Максвелла-Вагнера, рассмотрению которого посвящена обширная литература. В этом случае параллельно исследуемому объекту подключена цепь с очень низким сопротивлением. В средах, которые могут быть редуцированы к двум параллельным слоям с разным отношением  $\epsilon/\sigma$ , частотные и переходные характеристики тока поляризации характеризуется *одним* временем релаксации. Согласно (5), оно определяется электрическими свойствами слоев и соотношением их толщин.

При работе с источником тока сопротивление внешней цепи очень велико. Фактически это означает *отсутствие* внешней цепи. В этом случае установление и релаксация поверхностных зарядов и, как следствие, напряжения, характеризуется *двумя* временами релаксации, каждое из которых определяется отношением диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности соответствующего слоя и не зависит от соотношения толщин слоев.

Теоретически комбинация частотных или переходных характеристик межповерхностной поляризации в слоистой среде, измеренных с источника тока и источника напряжения содержит всю информацию об электрических параметрах и толщинах слоев.

В геофизической литературе обсуждаются эффекты, связанные с накоплением и релаксацией преимущественно поверхностных зарядов в средах с кусочно-непрерывным распределением электрических свойств. Однако при протекании тока в средах с непрерывным распределением электрических свойств происходит накопление *объемных* зарядов. Их установление и релаксация должны проявляться в результатах съемок электрическими и/или электромаг-

нитными методами геофизики, однако для ответа на вопрос, как именно, необходимы специальные исследования.

## БЛАГОДАРНОСТИ И ФИНАНСИРОВАНИЕ

Автор признателен Н.Ю. Боброву и М.И. Эпову за комментарии, которые были учтены при подготовке окончательной версии статьи.

Результаты, представленные в статье, получены при поддержке программы фундаментальных научных исследований № FWZZ-2022-0024.

## ЛИТЕРАТУРА

- Агеев В.В., Агеев Д.В. (2017).** Изучение мерзлых разрезов Якутии с помощью зондирования становлением поля в ближней зоне и вертикального электрического зондирования методом вызванной поляризации // Инженерная геология, № 2, с. 20–25.
- Артемченко И.В., Кожевников Н.О. (1999).** Моделирование эффекта Максвелла-Вагнера в мерзлых крупнодисперсных породах с порфиновой структурой // Криосфера Земли, т. III, № 1, с. 60–68.
- Бердичевский М.Н., Губатенко В.П., Светов Б.С. (1995).** Частотная дисперсия электрических свойств макроанизотропной среды // Физика Земли, № 9, с. 42–48.
- Бессонов Л.А. (1986).** Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. М., Высшая школа, 263 с.
- Вопросы поляризации горных пород. (1985).** Под ред. А.А. Молчанова, В.А. Сидорова. М., 109 с. Деп. в ВИНТИ, № 5847-85.
- Губатенко В.П. (1991).** Эффект Максвелла-Вагнера в электроразведке // Физика Земли, № 4, с. 88–98.
- Губатенко В.П., Бердичевский М.Н., Светов Б.С. (1992).** Магнитотеллурическое зондирование вертикально-трещиноватых сред // Физика Земли, № 11, с. 3–17.
- Губатенко В.П., Бердичевский М.Н., Светов Б.С. (1994).** Эффект Максвелла-Вагнера в двумерных моделях магнитотеллурики // Физика Земли, № 12, с. 52–61.
- Каменецкий Ф.К., Тимофеев В.М. (1992).** Представление эффекта Максвелла-Вагнера через модель Коул-Коул в частотной и временной области // Физика земли, № 12, с. 94–98.
- Кинг Р., Смит Г. (1984).** Антенны в материальных средах: в 2 кн. М., Мир, 824 с.
- Кожевников Н.О. (2012).** Быстропротекающая индукционно-вызванная поляризация в мерзлых породах // Геология и геофизика, т. 53, № 4, с. 527–540, EDN: [OWQTR](#).
- Комаров В.А. (1980).** Электроразведка методом вызванной поляризации. Л., Недра, 391 с.
- Крылов С.С., Бобров Н.Ю. (2002).** Применение электромагнитных зондирований для исследования частотной дисперсии электрических свойств мерзлых пород // Криосфера Земли, т. VI, № 3, с. 59–68.
- Мариненко А.В., Эпов М.И. (2017).** Подповерхностная геоэлектрическая установка с двумя источниками для нефтегазовой разведки на морских акваториях // Геология и геофизика, т. 58, № 10, с. 1593–1601, DOI: [10.15372/GiG20171011](#), EDN: [ZNJALV](#).
- Мариненко А.В., Эпов М.И., Шурина Э.П. (2009).** Особенности моделирования электромагнитного поля в прибрежных акваториях морей // Геология и геофизика, т. 50, № 5, с. 619–629, EDN: [KGCLAZ](#).
- Могилатов В.С., Злобинский А.В. (2014).** Свойства кругового электрического диполя как источника поля для электроразведки // Геология и геофизика, т. 55, № 11, с. 1692–1700, EDN: [TAEZOR](#).
- Сидоров В.А. (1985).** Импульсная индуктивная электроразведка. М., Недра, 192 с.
- Сидоров В.А. (1987).** Об электрической поляризуемости неоднородных пород // Физика Земли, № 10, с. 58–64.
- Уэйт Дж.Р. (1987).** Геоэлектромагнетизм / Пер. с англ. А.В. Куликова, В.В. Спичака, Э.Б. Файнберга. М., Недра, 235 с.
- Хиппель А.Р. (1960).** Диэлектрики и волны / Пер. с англ., ред. Н.Г. Дроздов. М., Изд-во иностранной литературы, 438 с.
- Фролов А.Д. (1998).** Электрические и упругие свойства мерзлых пород и льдов. Пушино, ОНТИ ПНЦ РАН, 515 с.
- Шуй Р.Т. (1979).** Полупроводниковые рудные минералы. Л., Недра, 288 с.
- Эмульсии. (1972).** Ред. Ф. Шерман. Л., Химия, 448 с.
- Alexander Ch.K., Sadiku M.N. (2009).** Fundamentals of Electric Circuits, 4th ed. McGraw-Hill, New York, 1056 p.
- Alvarez R. (1973).** Complex dielectric permittivity in rocks: a method for its measurement and analysis // Geophysics, v. 38 (5), p. 920–940, DOI: [10.1190/1.1440383](#).
- Kozhevnikov N.O., Antonov E.Y. (2012).** Fast-decaying inductively induced polarization in frozen ground: A synthesis of results and models // J. Appl. Geophys., v. 82, p. 171–183, DOI: [10.1016/j.jappgeo.2012.03.008](#).
- Kozhevnikov N.O., Antonov E.Y. (2018).** Current and voltage source induced polarization transients: a comparative consideration // Geophys. Prospect., v. 66 (2), p. 422–431, DOI: [10.1111/1365-2478.12521](#).
- Kozhevnikov N.O., Antonov E.Y. (2021).** On the equivalence of the conductivity and resistivity equations in the interpretation of induced polarization data // Geophys. Prospect., v. 69 (4), p. 872–877, DOI: [10.1111/1365-2478.13066](#).
- Wait J.R. (1983).** A simple view of the I.P. influence in an inductive E.M. prospecting system // IEEE Trans. Geosc. and Remote Sens., v. 21 (4), p. 505–506, DOI: [10.1109/TGRS.1983.350514](#).