

**Разработка методики оценки кажущейся проводимости геоэлектрического разреза по данным сверхширокополосного радиозондирования методом отраженных электромагнитных волн (МОЭМВ)**

В.В.Варенков<sup>1,2</sup>, Л.Б. Волкомирская<sup>1,2</sup>, О.А. Гулевич<sup>1,2</sup>, А.Е. Резников<sup>1,2</sup>, В.И. Сахтеров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, 108840, г. Москва г. Троицк E-mail: [mila@izmiran.ru](mailto:mila@izmiran.ru)

<sup>2</sup> ООО «Таймер» 108840, г. Москва г. Троицк, ул. Лесная 4Б.

*В работе рассматривается возможность оценки кажущейся проводимости геоэлектрического разреза на основе данных сверхширокополосного радиозондирования. Проводится интерпретация данных, полученных с помощью георадаров серии ГРОТ, в котором регистрация отраженного сигнала, полученная без стробирования, в диапазоне 1-100МГц позволяет оперировать с низкочастотной составляющей поля до больших значений временных задержек (1-10мкс). Оценивается возможность использования производной амплитуды поля для оценки кажущейся проводимости.*

*The possibility of estimating the apparent conductivity of the geoelectrical section based on ultra-wideband ground sounding data is considered. Interpretation of the data obtained using GROT georadar is performed, in which the registration of the reflected signal, obtained without gating, in the range 1-100MHz allows operating with the low-frequency component of the field to large values of time delays (1-10μs). The possibility of using module of the derivative of the field amplitude for estimating the apparent conductivity is estimated.*

В настоящее время накоплен значительное число данных, основанных на применении метода обратных электромагнитных волн (МОЭМВ) в диапазоне 1-100МГц, для которого глубина зондирования превышает 100 и более метров, а временные задержки отраженного сигнала становятся соизмеримы с временем становления поля в ближней зоне (ЗСБ). Как известно ЗСБ основано на изучении поля переходных процессов, возбуждаемых в горных породах при импульсном переключении тока в источнике и опирается на использование квазистационарного приближения при математической формулировке задачи восстановления параметров разреза. Глубина проникновения нестационарного электромагнитного поля в подповерхностный разрез определяется временем регистрации, и это свойство обуславливает возможность проводить зондирование, изучая зависимость компонент поля становления от времени регистрации.

Простейшая модель геоэлектрической среды, сыгравшая большую методологическую роль в развитии индуктивной импульсной электроразведки, состоит в аппроксимации проводящей толщи проводящей плоскостью. Особая роль этой модели для индуктивной импульсной электроразведки обеспечивается, во-первых, свойствами ТЕ-процесса становления, по которым в поздней стадии процесс определяется лишь суммарной продольной проводимостью и безразличен к вертикальному распределению проводимости и, таким образом, совпадает с процессом становления в присутствии S-плоскости с соответствующим значением продольной проводимости [1].

Накоплен большой набор систем математического обеспечения ЗСБ для решения обратной задачи восстановления разреза по измерениям электромагнитного поля на поверхности [2-4]. При установлении электромагнитного поля в горных породах различают два типа процессов. Первый возбуждается индуктивно, посредством

магнитного поля проводника с током (индуктивный процесс, поле магнитного типа, Н-поле, магнитная мода, Н-мода, *transverse electric-TE*). Второй возбуждается с поверхности земли посредством заземления (гальванический процесс, поле электрического типа, Е-поле, электрическая мода, Е-мода, *transverse magnetic-TM*).

Физической основой ЗСБ является процесс установления поля магнитного типа.

Одномерная кусочно-однородная среда - до сих пор основная интерпретационная модель в геоэлектромагнитных исследованиях, в особенности, в методах установления с контролируемым источником в виде токовой петли [5]. Хотя частотный подход позволяет формально записать решение с учетом диэлектрической проницаемости каждого слоя, численная реализация такого представления в режиме установления не освоена [2]. Решение же во временной области [6] предполагает квазистационарность уже на стадии постановки краевой задачи. Эта модель является базовой в интерпретационном процессе для зондирований становлением (ЗС), решение которой имеет известные интегральные представления для любого переменного и распределенного источника (например, [7], где приведены решения прямой задачи ЗС частотным способом и по Тихонову [6]).

Для высокочастотного сверхширокополосного электромагнитного зондирования методом отраженных волн квазистационарное приближение не выполняется. Кроме того, в базовой модели для ЗС пренебрегается влиянием материального носителя стороннего тока, как части геоэлектрической среды, и имеет место допущение синхронности изменения тока в каждой точке источника, что физически некорректно при рассмотрении сверхдлинных времен (при необходимости учета токов смещения и конечной скорости распространения).

Рассмотрим каким образом можно интерпретировать результаты, получаемые в этом случае для анализа кажущейся продольной проводимости.

В широко используемой одномерной модели, в которой сигнал из вакуума падает на диэлектрик в области  $x \geq 0$ ,  $t \geq 0$ , как показано в [8], задача сводится к решению системы интегро-дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (2)$$

$$D(t, x) = E(t, z) + \int_0^{\infty} f(\tau, z) E(t - \tau, z) d\tau, \quad (3)$$

Функция  $f(t, z)$  определяется параметрами среды. При воздействии приложенного к диэлектрику переменного электромагнитного сигнала, процессы, возникающие в среде-диэлектрике, могут быть описаны с помощью уравнений движения заряженных частиц в электрическом поле. При этом, учитывая, что среда характеризуется как проводящими свойствами, так и поляризационными, функция  $f(t, z)$  может иметь сложную структуру и может быть определена через функцию диэлектрической проницаемости (ДП). Наиболее распространенной моделью, описывающей ДП для геологической среды, является модель, описываемая (4):

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + i\sigma\omega, \quad (4)$$

где  $\sigma$  -- проводимость-электропроводность среды зависящая от концентрации свободных заряженных частиц, то есть ионов и электронов.

В этом случае уравнение (3), можно представить в виде

$$D(t, z) = \varepsilon_0 E(t, z) + \sigma \int_0^{\infty} E(t - \tau, z) d\tau \quad (5)$$

и

$$\frac{\partial}{\partial t} D(t, z) = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E(t, z) + \sigma E(t, z), \quad (6)$$

а из (1 и 2) вытекает волновое уравнение

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

Для удобства, мы работаем в системе единиц, где скорость света  $c = 1$ .

В условиях квазистационарности, когда  $\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \ll \frac{\partial^2 E}{\partial z^2}$ , это уравнение переходит в уравнение теплопроводности (УТ). Именно в этом приближении работает электроразведка. Тогда:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \sigma^{-1} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2}. \quad (8)$$

Как показано в [8], для падающей на диэлектрик “ступеньки” поля (функции Хевисайда) приближенное выражение поля для больших  $t$ , т.е. при  $t \gg 1/(2\sigma)$  решение уравнения теплопроводности будет

$$E(t, z) \cong \frac{C_0}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{\sigma(z - \sigma^{-1})^2}{4t}\right) \text{ при } t \gg 1/(2\sigma) \quad (9)$$

Для времен, превышающих длительность падающего импульса  $T$  поле на границе, в частности, при  $z=0$ :

$$E(t, 0) \cong \frac{C_0}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{1}{4\sigma t}\right) \cong \frac{C_0}{\sqrt{t}} \quad (10)$$

Численные расчеты показали, что УТ приближение хорошо работает в области  $n_0 z < 0.7t$ , где  $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$  (рис. 4-5). При  $n_0 z = t$  амплитуда поля определяется амплитудой разрыва. В частности, для амплитуды фронта имеем:

$$c_0(y) = \frac{2}{n_0 + 1} \exp\left(-\frac{1}{2n_0} \sigma y\right),$$

где  $2/(n_0 + 1)$  – коэффициент пропускания фронта через границу, т.е. коэффициент пропускания при частоте, стремящейся к бесконечности. В то время как УТ приближение (9) дает значение  $C_0 t^{-1/2} \exp(-\sigma t/(4\varepsilon_0))$ . Таким образом, при  $n_0 z > 0.7t$  истинное значение поля оказывается меньше, чем в УТ приближении. С точки зрения уравнения теплопроводности коэффициент  $C_0$  определяется тепловым потоком, вошедшим через границу в начале процесса. Однако при малых временах уравнение теплопроводности не справедливо и теоретическое определение  $C_0$  затруднительно. Он определяется численно, из сравнения УТ приближения с точным решением.

Для проводника в УТ приближении, т.е. при  $t \gg 1/(2\sigma)$

$$E(t, z) = 1.133 \sigma^{-1/2} \int_0^T (t - \tau)^{-1/2} E'_0(\tau) d\tau, \quad (11)$$

где  $T$  – характерный период сигнала,

$E_0(t)$  – падающее поле на границе

Численные расчеты показали, что УТ приближение хорошо работает в области  $n_0 z < 0.7t$ , где  $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$  (рис. 1,2).

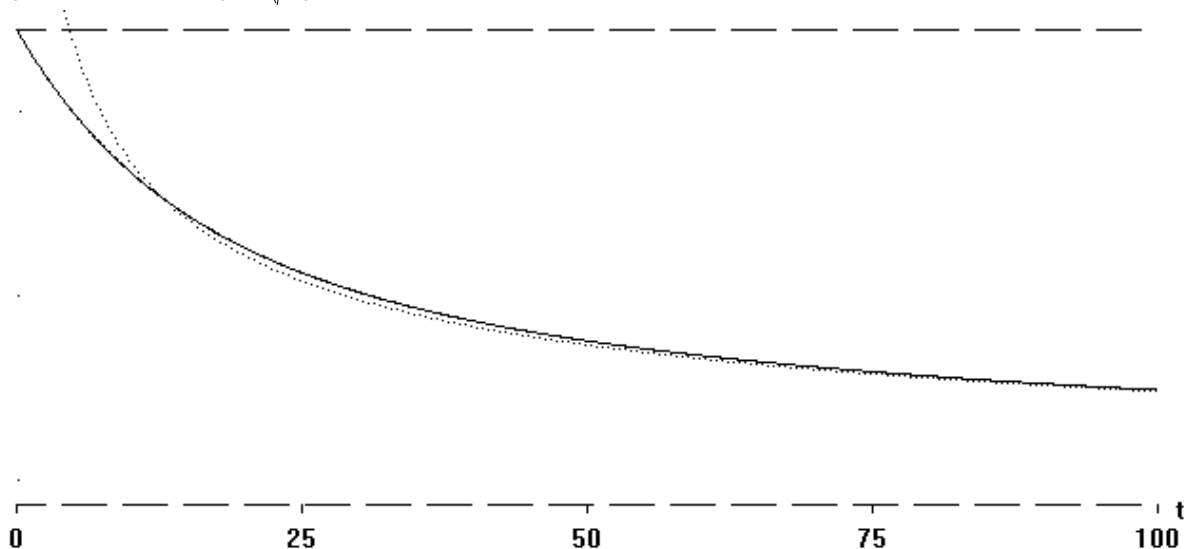


Рис.1. Поле на границе  $z=0$  при  $\varepsilon_0 = 4$ ,  $\sigma = 0.25$ . Сплошная кривая – точное решение, точки – приближенная формула (4) при  $C_0 = 2.265$ .

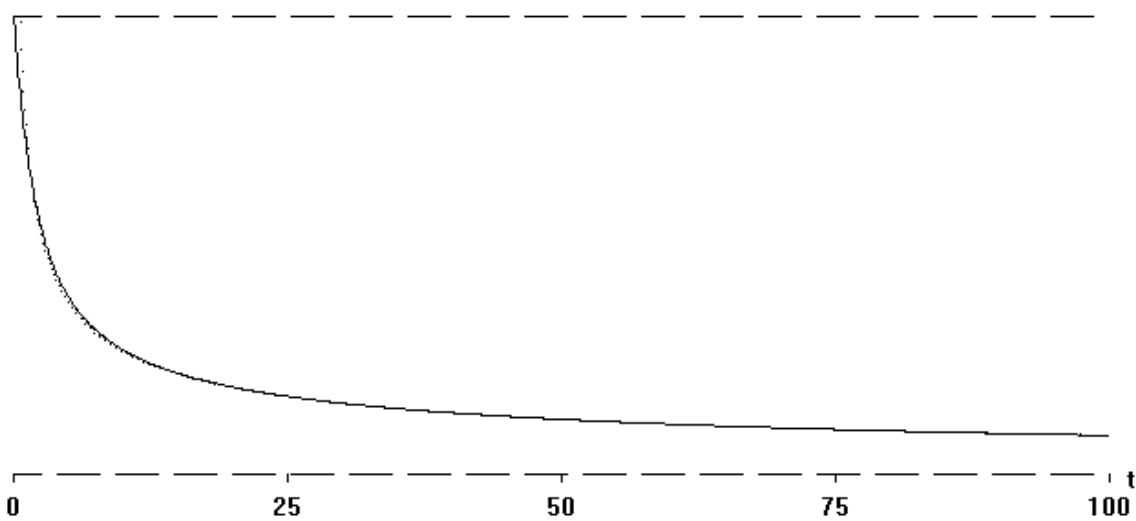


Рис.2. Поле на границе  $x=0$  при  $\varepsilon_0 = 4$ ,  $\sigma = 4$ . Сплошная кривая – точное решение, точки – приближенная формула (4) при  $C_0 = 0.5663$ .

Из рисунков 1,2 следует, что производная поля определяет проводимость.

Интерпретация ЗСБ использует технологию введения кажущейся продольной проводимости  $S_t$ , при которой реальный разрез заменяется эквивалентной проводящей плоскостью причём с увеличением времени становления проводящая плоскость погружается, отражая влияние более глубоких слоёв на процесс становления [9].

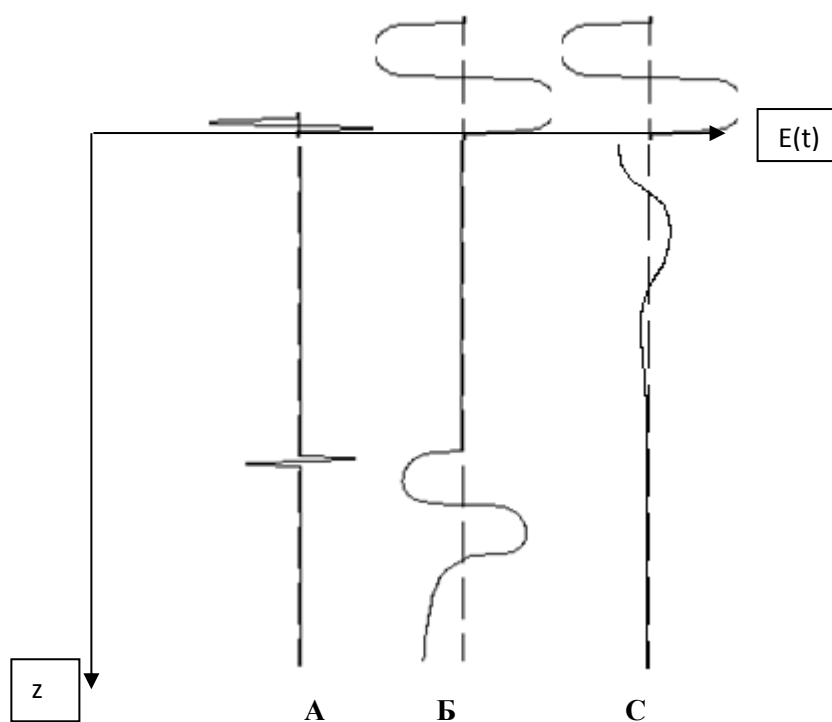
Кривые кажущейся продольной проводимости для идеального горизонтально-слоистого разреза монотонно возрастают, а наклон каждого участка, аппроксимируемого прямой линией, отражает удельную проводимость соответствующего слоя. Прослеживая изменения  $S_t$  с глубиной, можно расчленить

разрез на слои с примерно постоянной проводимостью, и выделить интервалы глубин, соответствующие границам этих слоёв.

Наиболее простым качественным методом интерпретации получаемых кривых суммарной кажущейся продольной проводимости  $S(H)$  для определения параметров геоэлектрического разреза является метод фиксации на графике  $S(H)$  точек перегиба кривой, которые соответствуют границам слоев. По координатным осям определяется мощность  $H_i$  каждого слоя и соответствующее ему приращение суммарной продольной проводимости.

По аналогии с методом электроразведки можно выделять проводящие слои и в методе МОЭМВ, работающем в диапазоне 1-100МГц. поскольку в методе МОЭМВ, как и в ЗСБ, получают зависимость отраженного сигнала от времени. Амплитуда и полярность сигнала фиксируется на оси временных задержек. Качественная интерпретация МОЭМВ основана на фиксации смены полярности сигнала и его амплитуды, которые обусловлены изменением комплексной функцией ДП  $\varepsilon$  (4). Как следует из рис. 1,2, при одинаковых значениях действительной части ДП, мнимая часть, обусловленная проводимостью, определяется затуханием амплитуды сигнала и может быть на качественном уровне определена производной амплитуды отраженного сигнала.

Рассмотрим поведение сигнала при распространении в среде с разной проводимостью. На рис.3. представлен расчет поля сигнала разной длительности ( $T$ ) при разных проводимостях, зафиксированный при одинаковой временной задержке [8].



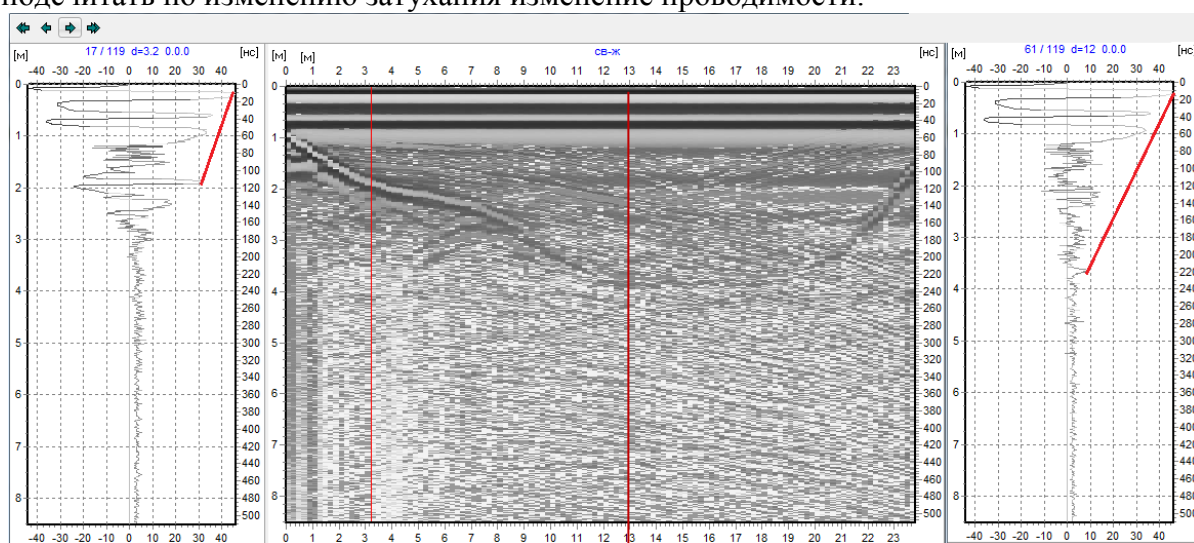
**Рис. 3. Распространение сигнала с  $\varepsilon_0 = 4$ : А-сигнал с  $T=1$ ,  $\sigma=0,25$ , Б-сигнал с  $T=40$ ,  $\sigma=0,25$ , С-сигнал с  $T=40$ ,  $\sigma=4$ .**

На рис. 3. представлен численный расчет изменения амплитуды поля через одинаковый интервал времени при падении на границу раздела  $z=0$  импульса разной длительности ( $T$ (А,Б) и разными значениями проводимости (Б,С) при одинаковой длительности. Рис. 3. служат иллюстрацией того, как сигнал, распространяющийся с затуханием, но без искажения формы при  $\sigma T \leq 1$  переходит в типичную картину

затухания в скин-слое проводника при  $\sigma T \gg 1$  ( $T$  – характерный период сигнала). Видно, что для случая А и Б, когда проводимость  $\sigma T \leq 1$ , а  $\varepsilon_0$  не меняется можно использовать технологию, предложенную в [10].

Проанализируем данные, полученные при проведении опытно-методических работ по договору с фирмой Связьтранснефть [10]. В работе определялась глубина и расположение подводного кабеля связи на дне реки Пахра вблизи пос. Володарский, Московской области. Работы по локализации кабеля связи и глубины его залегания проводились в течение недели методом георадарного профилирования. Георадар перемещали на надувной резиновой лодке в направлении, поперечном к предполагаемому положению залегания кабеля. Использовали георадар «ГРОТ-10». При проведении работ было зафиксировано резкое изменение видимости изображения дна в зависимости от даты проведения съемки.

Учитывая, что действительная часть КДП для воды известна, в этом случае легко подсчитать по изменению затухания изменение проводимости.

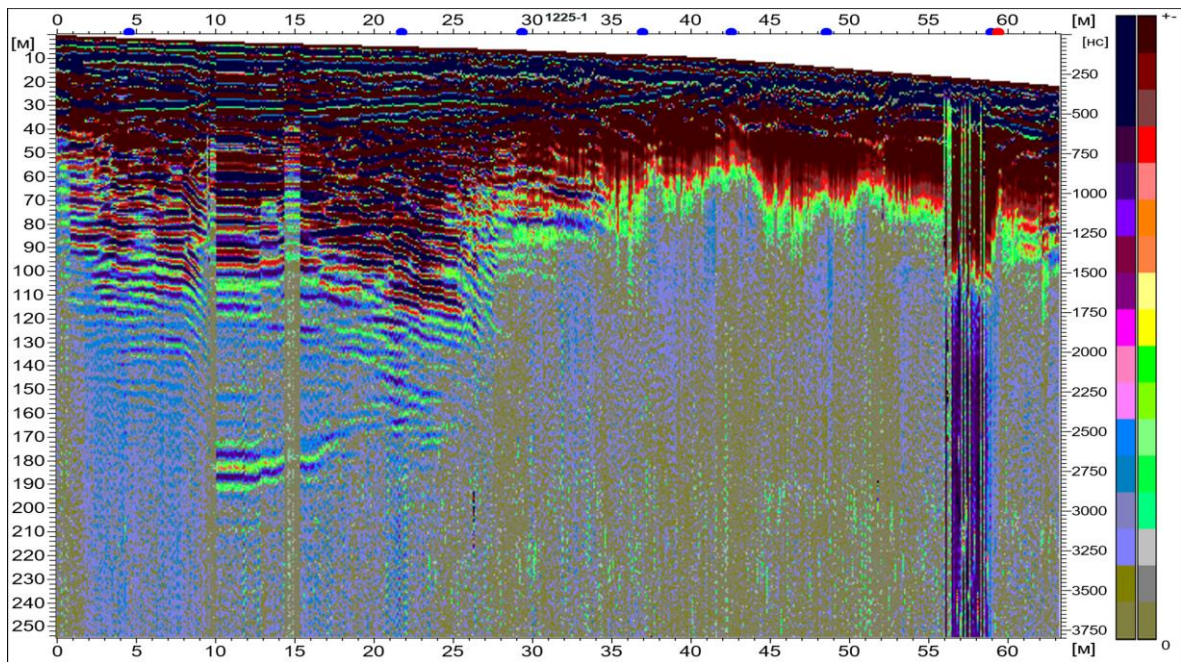


**Рис. 4. Радарограмма (в центре) и волновые формы сигнала в разных местах профиля.**

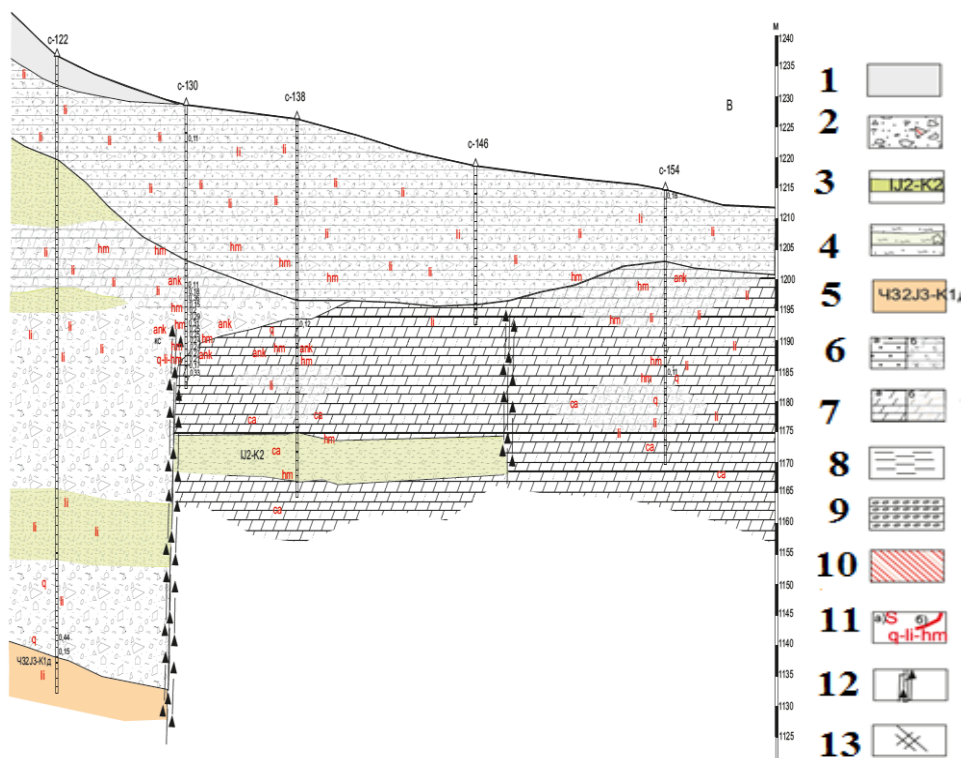
На рис. 4. огибающая фиксирует спадание амплитуды от начального импульса до отражения от дна. По наклону огибающей определяется степень затухания в слое. Увеличение угла наклона в более глубоких участках означает увеличение затухания. В данном эксперименте увеличение затухания и, следовательно, проводимости обусловлено изменением концентрации минерализованных сточных вод, которая менялась после выброса отходов птицефабрики. Это изменение может быть оценено количественно. Следует отметить, что в данном случае характер сигнала при распространении определялся параметрами, соответствующими типу А и Б на рис. 3.

Для случая С (рис.3.) такая техника не применима, т.к. сигнал уже на ранних временах задержки не соответствует по форме генерирующему импульсу. На рис.5. представлена радарограмма профиля, пройденного георадаром ГРОТ 12 с антеннами 10 метров и передатчиком мощностью 32кВ на участке Самолазовского золоторудного месторождения. Геологический разрез, пройденного участка представлен на рис.6.





**Рис.5. Геоэлектрический разрез профиля с усредненной по шкале временных задержек скоростью сигнала, которая выбрана в результате совмещения границ слоев с границами геологического разреза, составила в среднем 5см/нс.**



**Рис.6. Фрагмент геологического разреза месторождения на площади Пурикан 1- нерасчлененные склоновые образования, 2-карстовые образования, представленные песчано-глинистыми отложениями,3- лампроиты, 4- лампроиты разрушенные, 5-штоки, 6-а-песчаникиб=выветрелые, 7-а- доломиты, б-доломиты выветрелые до глинистого состояния, 12-разломы, 13-трещиноватость.**

Рис.5. показывает, что при одинаковых параметрах аппаратуры на участке профиля зафиксировано изменение формы распространения сигнала при увеличении проводимости. Так, до скважины С130 сигнал соответствует виду Б (рис.3.), а далее

начиная с отметок временных задержек более 1200нс, распространение сигнала переходит к виду С (рис.3). Таким образом, можно провести качественные оценки изменения проводимости по затуханию сигнала в разных слоях геоэлектрического разреза, используя расчеты распространения сигнала в [8].

### **Литература**

1. Шейнман С.М. Об установлении электромагнитных полей в Земле. // Прикладная геофизика, М.: Гостоптехиздат. - 1947. - Вып. 9
2. Могилатов В.С., Захаркин А.К., Злобинский А.В. Математическое обеспечение электроразведки ЗСБ. система «Подбор»].
3. Могилатов В.С. Импульсная электроразведка. - Новосибирск. Изд. Новосиб. Гос. Ун-та. - 2002. - 208 с.
4. Эпов М.И., Ельцов И.Н. Прямые и обратные задачи индуктивной геоэлектрики в одномерных средах. - Новосибирск: Изд. ОГГИМ СО РАН, 1992. - N 2. - 31 с.
5. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ, 1954
6. Тихонов А.Н. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. - 1950. - Т.XIV, N3. - С. 199-222.
7. Могилатов В.С. Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1998. N5. С. 45 - 53.
8. Л. Волкомирская, О. Гулевич, Е. Руденчик, Георадиолокация в средах с дисперсией. Зависимость амплитуды и формы импульса георадара от дисперсии среды, Из-во LAP (Lambert Academic Publishing) 2013г. 81стр. ISBN 978-3-659-35367-3
9. Фролов П.П. Об асимптотическом поведении становления поля в слоистой среде // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли. 1965. N1.
10. Volkomirskaya L., Gulevich O. Location of groundwater and distant detection of water pollution with a use of GROT 12 superpowerful monopulse ground-penetrating radar. Journal of Water Resource and Hydraulic Engineering (JWRHE) ISSN:2306-7705, pp.211-223, Pub. Date: 2015- 04-06 DOI:10.5963/JWRHE04020129.