

# Результаты исследований и работ ученых и конструкторов

---

---

УДК 550.837

*А. П. Мосин*

*Российский научный центр "Бэйкер Хьюз"*

*В. С. Могилатов*

*ИНГГ СО РАН, Новосибирский государственный университет*

## **НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ОБОСНОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАРОТАЖА МЕТОДОМ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ**

Приведены предварительные результаты исследования возможностей метода переходных процессов (или метода зондирования становлением) применительно к каротажу в вертикальных и наклонных скважинах. Авторы развивают математическое обеспечение и приводят отдельные примеры сравнительных расчетов для электромагнитного каротажа в многослойных средах для гармонического и импульсного режимов.

*Ключевые слова: электромагнитный каротаж, метод переходных процессов, горизонтальный магнитный диполь, вертикальный магнитный диполь, математическое моделирование.*

### **Введение**

В наземной геоэлектрике метод зондирования становлением (ЗС) электромагнитного поля явился большим шагом вперед, позволив

решать гораздо более тонкие задачи, чем это было возможно при использовании частотного метода. Это связано с возможностью измерения сигнала при отключенном источнике в широком диапазоне времен (следовательно, частот). В скважинных электромагнитных исследованиях ситуация несколько иная, и мотивация к переходу на импульсный режим существенно меньшая. Во-первых, приемно-питающая установка выполняется очень точно, в жестком варианте, и степень компенсации первичного поля очень высокая, хотя источник и не отключается. Во-вторых, реализация импульсного режима, в котором в силу малых масштабов исследования (зондирования) приходится рассматривать наносекундные диапазоны времен, технически сложна.

Тем не менее зондирования становлением остаются одной из перспектив развития электромагнитного каротажа. Возможности в гармоническом режиме компенсировать первичное поле все же ограничены (хотя бы температурной нестабильностью), и это ограничивает чувствительность метода. В режиме же становления, под землей, где электромагнитные помехи ослаблены, можно добиться необычайной чувствительности (глубинности) метода за счет регистрации весьма малых сигналов. Укажем еще на одно важное преимущество метода переходных процессов – возможность пространственного совмещения источника и приемника. В гармоническом режиме это невозможно, и все известные на сегодня каротажные приемно-питающие установки имеют существенный разнос, что создает проблему точной привязки значения кажущегося сопротивления.

Радикальное уменьшение приемно-питающей установки позволяет, во-первых, резко повысить визуализирующие качества сигнала, что немаловажно при необходимости оперативной оценки качества каротажных исследований. Во-вторых, это позволяет уменьшить размеры (длину) каротажного прибора при сохранении глубинности.

Что касается технических проблем, связанных с малыми временами, то возможно не следует использовать классические формы метода ЗС, такие как ступенчатое выключение тока и подробная фиксация кривой “становление”. Вместо этого, возможно, следует рассмотреть более практичные формы питающего импульса и фиксировать некоторые интегральные характеристики процесса установления электромагнитного поля в среде. Так или иначе, техническая сторона вопроса постепенно развивается (например, [8]).

В каротажных исследованиях ЗС как возможный способ рассматривался давно. Можно отметить, например, работу А. А. Кауфмана и В. П. Соколова [3]. В этих ранних работах привлекались довольно простые модели. Авторы развивают более сложное матобеспечение, позволяющее рассчитать профильные кривые (на фиксированном времени) в наклонных скважинах в многослойной анизотропной среде, и пытаются в этой и в дальнейших работах получить некоторые оценки с помощью более реалистичного моделирования. При этом в настоящей работе ограничимся индуктивными (незаземленными) приемно-питающими установками.

### **Математический аппарат**

Математический аппарат каротажа методом переходных процессов включает в себя нестационарные одномерные прямые задачи для горизонтально-слоистых и цилиндрически-слоистых сред, а также двухмерные и трехмерные прямые задачи. Особый вопрос состоит в учете токов смещения. Разумеется, этот аппарат тесно связан с аппаратом наземного метода переходных процессов. Ограничимся некоторыми специфическими моментами. Основной подход будет заключаться в трансформации частотных решений во временную область посредством интеграла Фурье. Решения в частотной области для горизонтальных и цилиндрических моделей сред вполне известны (например, [6]). Однако для независимой оценки и тестирования авторы впервые применили в каротажных задачах редко используемое решение непосредственно во временной области методом, предложенным когда-то А. Н. Тихоновым [7].

#### *Гармонический горизонтальный магнитный диполь в N-слойной среде*

Приведем решение для горизонтального магнитного диполя (ГМД). Здесь решение приводится кратко в окончательном виде. Метод и подробный ход решения рассматриваются в работах [1, 2, 4, 6]. Решаем задачу в квазистационарном приближении в однородной по магнитной проницаемости (всюду  $\mu = \mu_0$ ) среде. Однако здесь учтем анизотропию пластов. Таким образом, слоистая среда описывается набором параметров:  $\sigma_{i0}$ ,  $\sigma_{n0}$  (верхнее полупространство),  $\sigma_{ii}$ ,  $\sigma_{ni}$  ( $i = 1, 2, \dots$ ,

$N - 1$ ),  $\sigma_{iN}$ ,  $\sigma_{nN}$  (нижнее полупространство). Координаты границ –  $z_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, N$ , ось  $z$  направлена вниз,  $z_1 = 0$ . Источник в точке  $z_0$ .

Итак, в частотной области, рассматривая решение на оси  $X$  ( $y = 0$ ,  $x \equiv r$ ), имеем

$$H_z = \frac{M_x}{4\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \lambda^2 X d\lambda, \quad (1)$$

$$H_x = \frac{M_x}{4\pi r} \cdot \left\{ k_n^2 \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \frac{V}{\lambda} d\lambda + \int_0^{\infty} [J_0(\lambda r) \lambda r + J_1(\lambda r)] X'_z d\lambda \right\}. \quad (2)$$

Здесь функции  $V$  и  $X$  (электрическая и магнитная моды) определяются как

$$\begin{aligned} F(z) &= \frac{2\hat{f}(z_0) \cdot \check{\zeta}(z)}{D}, \quad z < z_0; \\ F(z) &= \frac{2\check{f}(z_0) \cdot \hat{\zeta}(z)}{D}, \quad z > z_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$D = \check{f}(z_0) \hat{h}(z_0) - \hat{f}(z_0) \check{h}(z_0).$$

Определены непрерывные функции:

$$\begin{aligned} \text{для } X - h &= \zeta \text{ и } f = \zeta'_z / \lambda; \\ \text{для } V - f &= \sigma_n \zeta \text{ и } h = \frac{1}{\Lambda^2} (\zeta'_z / \lambda), \end{aligned} \quad (4)$$

а функции  $\zeta(z)$ , независимые от положения источника, определим сначала сверху вниз:

$$\begin{aligned} \check{\zeta}(z) &= \exp(u_0 z), \quad z < 0, \\ &\text{и внутри слоя } z_i < z < z_{i+1}, \\ \check{\zeta}(z) &= \check{\zeta}_i \cdot \text{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\check{\zeta}'_i}{u_i} \cdot \text{sh}[u_i(z - z_i)], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\check{\zeta}_i = \check{\zeta}(z_i)$ ,  $\check{\zeta}'_i = \check{\zeta}'_z(z_i)$ , и снизу вверх:

$$\begin{aligned} \hat{\zeta}(z) &= \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N, \\ &\text{и внутри слоя } z_i < z < z_{i+1}, \end{aligned}$$

$$\widehat{\zeta}(z) = \widehat{\zeta}_{i+1} \cdot \text{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\widehat{\zeta}'_{i+1}}{u_i} \cdot \text{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \quad (6)$$

где  $\widehat{\zeta}_i = \zeta(z_i)$ ,  $\widehat{\zeta}'_i = \zeta'_z(z_i)$ .

Здесь  $u_i = u_{ti}$  или  $u_{ni}$  (для  $X$  или  $V$ );  $u_{ti}^2 = \lambda^2 + k_{ti}^2$ ;  $u_{ni}^2 = \lambda^2 \frac{\sigma_{ti}}{\sigma_{ni}} + k_{ni}^2$ ;  $k_{ti}^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{ti}$ ,  $z_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) – координаты границ однородных слоев;  $z_0$  – положение источника; акцент ( $\check{f}$ ) означает, что функция определяется последовательно сверху вниз по формулам (5), а акцент ( $\widehat{f}$ ) означает, что функция определяется снизу, с нижней стороны последней границы, по формулам (6).

Приведем также решение для вертикального магнитного диполя (ВМД), которое не зависит от анизотропии, а зависит только от продольного удельного сопротивления ( $y = 0$ ,  $r \equiv x$ ):

$$H_r = \frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda (X^v)'_z d\lambda,$$

$$H_z = \frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 X^v d\lambda.$$

Для функции  $X^v$  нужно положить в (4)  $f = \zeta$  и  $h = \zeta'_z / \lambda$ . Эти формулы вместе с (1) и (2) дают решение для произвольно-ориентированного магнитного диполя в многослойной среде с анизотропией. Подробное описание изложенного алгоритма можно найти, например, в [5].

### ***Поле ГМД в однородном анизотропном пространстве***

В случае однородного анизотропного пространства можно получить простые выражения для гармонического поля горизонтального магнитного диполя в однородном анизотропном пространстве из общих выражений (1)–(6). Итак, ( $y = 0$ ,  $r \equiv x$ ):

$$H_z = -\frac{M_x}{4\pi R^3} \cdot \frac{rz}{R^2} \cdot \exp(-kR) \cdot [3 + 3kR + k^2 R^2], \quad (7)$$

$$H_x = \frac{M_x}{4\pi R^3} \left\{ \exp(-kR) \left[ 2 + kR - \frac{z^2}{R^2} (3 + 3kR + k^2 R^2) \right] + kR \cdot \frac{R^2}{r^2} \left[ \exp(-kR_a) - \frac{z^2}{R^2} \exp(-kR) \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $k = \sqrt{-i\omega\mu\sigma_t}$ ,  $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ ,  $R_a = \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_t} r^2 + z^2}$ .

Эти выражения полезны для контроля численных расчетов по формулам (1)–(6).

### ***Прямое решение во временной области для ВМД***

Получим решение задачи установления поля, возбуждаемого погруженным вертикальным магнитным диполем, способом, предложенным А. Н. Тихоновым в работе [7] и развитым в [5]. Такое решение возможно, если верхнее и нижнее полупространства изолирующие или идеально проводящие. Рассмотрим всего лишь двухслойную среду (рис. 1) и различные комбинации основания и верхнего полупространства.

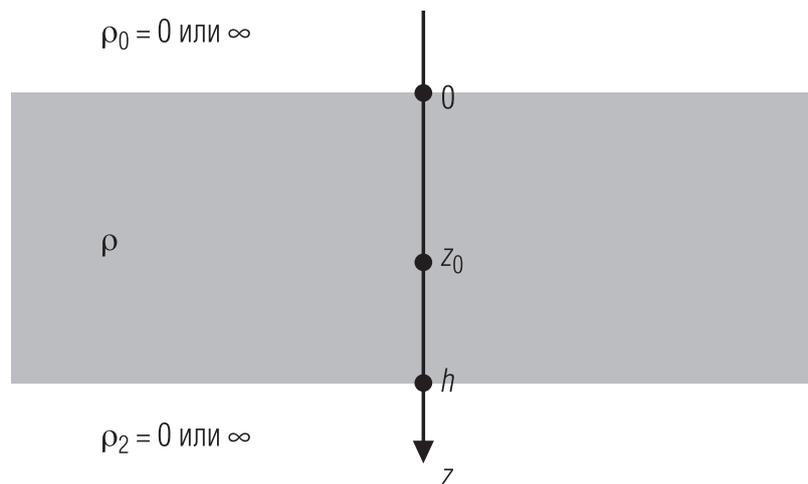


Рис. 1. Модель двухслойной среды

В точке  $z_0$  поместим ВМД, момент которого меняется по закону  $q(t)$ . В цилиндрической системе координат отличны от 0 компоненты  $H_r$ ,  $H_z$  и  $E_\varphi$ , которые можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
H_r(r, z, t) &= -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial z} d\lambda, \\
H_z(r, z, t) &= \frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 X(z, t, \lambda) d\lambda.
\end{aligned}
\tag{12}$$

Считаем всюду среду немагнитной ( $\mu = \mu_0$ ), а задачу квазистационарной ( $\varepsilon = 0$ ). В таком случае для функции  $X$  имеем краевую задачу:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 X}{\partial z^2} - \lambda^2 X &= \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial X}{\partial t}, \quad -\infty < z < \infty; \\
[X] &= 0, [X'_z] = 0, \quad z = 0, h; \\
[X] &= 0, [X'_z] = 2\lambda, \quad z = z_0; \\
X &\rightarrow 0, |z| \rightarrow \infty.
\end{aligned}
\tag{13}$$

Задачу (13) можно решить, разделяя переменные и отделяя переменную  $t$  в виде  $\exp(-i\omega t)$ , где независимая переменная  $\omega$  принимает непрерывный спектр значений  $-\infty \leq \omega \leq \infty$ , что и приводит нас к традиционному решению задачи установления, известному как “решение в частотной области”. Но сейчас нас интересует решение, которое предложил А. Н. Тихонов. Первый шаг состоит в ограничении задачи по  $z$  областью  $0 \leq z \leq h$ . Для этого положим сопротивления верхнего и нижнего полупространств равными бесконечности или, наоборот, 0. В этих областях функция  $X$  обращается в 0, если сопротивление равно 0 (идеальный проводник). Если сопротивление бесконечно (изолятор) в верхнем полупространстве, решение есть  $X(z, t) = X(0, t)\exp(\lambda z)$ , а в нижнем, соответственно,  $X(z, t) = X(h, t)\exp[-\lambda(z - h)]$ . Приближаясь к границам, в пределе на самих границах получим, что

$$X'_z(0, t) - \lambda X(0, t) = 0; \quad X'_z(h, t) + \lambda X(h, t) = 0.$$

Далее упростим задачу, рассмотрев режим источника как выключение постоянного тока в момент  $t = 0$  (то есть,  $q(t) = 1 - U(t)$ , где  $U(t)$  – функция Хевисайда), что позволяет отдельно рассмотреть стационарную задачу и использовать ее решение как начальное условие для квазистационарной. Итак, в ограниченной области  $0 \leq z \leq h$  имеем стационарную задачу с источником:

$$\begin{aligned}
\bar{X}''_{zz} - \lambda^2 \cdot \bar{X} &= 0, 0 < z < h; \\
\bar{X} &= \beta \cdot \frac{\bar{X}'_z}{\lambda}, z = 0; \\
[\bar{X}] &= 0, [\bar{X}'_z] = 2\lambda, z = z_0; \\
\bar{X} &= -\gamma \cdot \frac{\bar{X}'_z}{\lambda}, z = h,
\end{aligned} \tag{14}$$

и квазистационарную во временной области  $t \geq 0$  уже без источника:

$$\begin{aligned}
X''_{zz} - \lambda^2 \cdot X &= \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial X}{\partial t}, 0 < z < h; \\
X &= \beta \cdot \frac{X'_z}{\lambda}, z = 0; \\
X &= -\gamma \cdot \frac{X'_z}{\lambda}, z = h; \\
X &= \bar{X}(\lambda, z), t = 0; \\
X &= 0, t = \infty,
\end{aligned} \tag{15}$$

где  $\beta = 1$ , если сопротивление верхнего полупространства ( $\rho_0$ ) бесконечное, и  $\beta = 0$ , если  $\rho_0 = 0$ . Так же зависит от сопротивления нижнего полупространства коэффициент  $\gamma$ . Разделяем переменные в краевой задаче (15) вполне очевидным образом, как  $\zeta(z) \cdot \exp(-\alpha t)$ , требуя  $\alpha > 0$ . Тогда для функции  $\zeta(z)$  получаем краевую задачу третьего рода типа Штурма:

$$\begin{aligned}
\zeta''_{zz} - (\lambda^2 - \mu_0 \alpha / \rho) \cdot \zeta &= 0, 0 < z < h; \\
\zeta &= \beta \cdot \frac{\zeta'}{\lambda}, z = 0; \\
\zeta &= -\gamma \cdot \frac{\zeta'}{\lambda}, z = h.
\end{aligned} \tag{16}$$

Ищем решение (16) в виде ряда по собственным функциям и собственным числам ( $\alpha_0 < \alpha_1 < \dots < \alpha_j < \dots$ ). Собственные функции удовлетворяют соотношению ортогональности

$$\int_0^h \zeta_k(z) \zeta_j(z) dz = 0, \text{ где } k \neq j. \tag{17}$$

Итак, решая уравнение в (16), легко найти  $j$ -е решение, например в таком виде:

$$\zeta_j(z) = \zeta_{jB} \cdot \text{ch}[u_j z] + \frac{\zeta'_{jB}}{u_j} \cdot \text{sh}[u_j z], \quad (18)$$

где  $u = \sqrt{\lambda^2 - \mu_0 \alpha / \rho}$ , а  $\zeta_{jB}$  – значение на верхней границе. Теперь можно представить общее решение квазистационарной задачи (15) в виде суперпозиции:

$$X(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot \exp(-\alpha_j t), \quad (19)$$

где коэффициенты  $C_j$  найдем, удовлетворяя начальному условию

$$\bar{X}(z) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z). \quad (20)$$

Для нахождения  $C_j$  умножим (20) на  $\zeta_k(z)$  ( $k = 0, 1, \dots$ ) и проинтегрируем по  $z$  от 0 до  $h$ . Дифференцированием можно убедиться, что имеют место первообразные:

$$\int \zeta_j \zeta_k dz = \frac{\rho}{\mu_0} \cdot \frac{1}{\alpha_k - \alpha_j} (\zeta'_j \zeta_k - \zeta_j \zeta'_k);$$

$$\int \zeta_j^2 dz = \frac{1}{2u_j^2} \{z \cdot [u_j^2 \zeta_j^2 + (\zeta'_j)^2] - \zeta'_j \zeta_j\};$$

$$\int \bar{X} \zeta_k dz = \frac{\rho}{\mu_0} \cdot \frac{1}{\alpha_k} (\bar{X}'_j \zeta_k - \bar{X} \zeta'_k).$$

Подставляя пределы и суммируя, пользуясь условиями краевых задач для функций  $\bar{X}$  и  $\zeta_j$ , убеждаемся, что соотношение ортогональности справедливо, и для  $C_j$  получаем

$$C_j = \frac{\int_0^{z_N} \bar{X} \zeta_j dz}{\int_0^{z_N} \zeta_j^2 dz} = \frac{2\lambda \zeta_j(z_0)}{\mu_0 \alpha_j M_j}, \quad (21)$$

где

$$M_j = \frac{1}{2\rho u_j^2} \{h[\zeta_{jB}^2 u_j^2 - (\zeta'_{jB})^2] + (\zeta_{jH} \zeta'_{jH} - \zeta_{jB} \zeta'_{jB})\},$$

а  $\zeta_{jв}$  и  $\zeta_{jн}$  – значения на верхней и нижней границах в зависимости от коэффициентов  $\beta$  и  $\gamma$  в условиях (16). Эти условия дают уравнение для собственных чисел.

Таким образом, задача решена. Описанный алгоритм, развитый для многослойных сред, вполне успешно используется уже десятилетия для расчетов кривых становления в программном комплексе “Подбор” для наземной электроразведки. При численной реализации основные трудности связаны с решением трансцендентного уравнения для собственных значений. Однако эта проблема (проблема начального приближения) решается в связи с необходимостью решать уравнение для каждого узла интегрирования в интегралах (12).

Рассмотрим частный случай, приводящий к наиболее простым формулам. Примем верхнее и нижнее полупространства идеально проводящими (то есть в (16)  $\beta$  и  $\gamma$  равны 0). Тогда

$$\zeta_j(z) = \sin\left(\frac{j\pi z}{h}\right), j = 1, 2, 3, \dots \quad (22)$$

В таком случае, например, для вертикальной магнитной индукции

$$\dot{B}_z(r, z, t) = \frac{M_z \mu_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 \dot{X}(z, t, \lambda) d\lambda$$

получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} = \\ = -\frac{4\lambda\rho}{h\mu_0} \sum_{j=0}^\infty \sin\left(\frac{j\pi z_0}{h}\right) \cdot \sin\left(\frac{j\pi z}{h}\right) \cdot \exp\left[-\frac{t\rho}{\mu_0 h^2} (j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2)\right]. \end{aligned} \quad (23)$$

И наконец, процесс становления в слое, “зажатом” сверху и снизу идеальными проводниками, описывается формулой

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{M_z}{\pi} \cdot \frac{8\rho}{r^4 h} \cdot \exp(-\tau) \tau^2 (1 - \tau) \times \\ \times \sum_{j=0}^\infty \sin\left(\frac{j\pi z_0}{h}\right) \cdot \sin\left(\frac{j\pi z}{h}\right) \cdot \exp\left(-\frac{j^2 \pi^2 t\rho}{\mu_0 h^2}\right), \end{aligned} \quad (24)$$

где  $\tau = \frac{r^2 \mu_0}{4t\rho}$ . Эту формулу мы можем использовать для тестирования общей программы.

## Примеры расчетов. Тесты

Для анализа возможностей каротажных исследований методом переходных процессов в наклонных скважинах в условиях многослойных анизотропных сред авторами была создана программа LogTEM. Алгоритм состоит в численном преобразовании во временную область решения в частотной области, кратко описанного выше (формулы (1)–(6)). Разумеется, такая исследовательская программа нуждается в тщательной верификации. Авторы использовали различные возможности, и некоторые из результатов тестирования, основанных на независимых аналитических решениях, описанных выше, приводятся здесь. Таким образом, показывается достоверность математического аппарата в целом, включая полученное выше решение методом Тихонова и формулы (8) и (24).

### *Тест 1. Анизотропное пространство*

На рис. 2 приведено сравнение кривых становления (магнитная компонента  $H_x$ ) от горизонтального магнитного диполя. Первая кривая (ТЕСТ 1) получена посредством трансформации Фурье формулы (8) для однородного анизотропного пространства. Вторая кривая – результат работы программы LogTEM, причем среда была представлена как трехслойная с одинаковыми анизотропными проводимостями (рис. 2).

### *Тест 2. Становление в присутствии идеальных проводников*

Этот тест довольно трудный. Модель среды представлена на рис. 3 и состоит из проводящего пласта, помещенного между сверхпроводящими полупространствами. Для такой модели имеем формулу (24), которая легко рассчитывается. В программе LogTEM сопротивления верхнего и нижнего полупространств предусмотрены малыми, но конечными – по  $0,0001 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ . Сравнение кривых становления ( $dB_z/dt$ ) показывает (рис. 3, резкий экстремум – место смены знака), что на поздних временах есть расхождение. Дело в том, что становление в присутствии идеально проводящих полупространств происходит экспоненциально (кривая ТЕСТ 2). Взятые же конечные проводимости. Использовать еще меньшие сопротивления невозможно из-за специфических проблем в алгоритме, которые, как кажется, нет смысла преодолевать, поскольку сопротивления горных пород много больше  $0,0001 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ . Считаем этот тест вполне удовлетворительным.

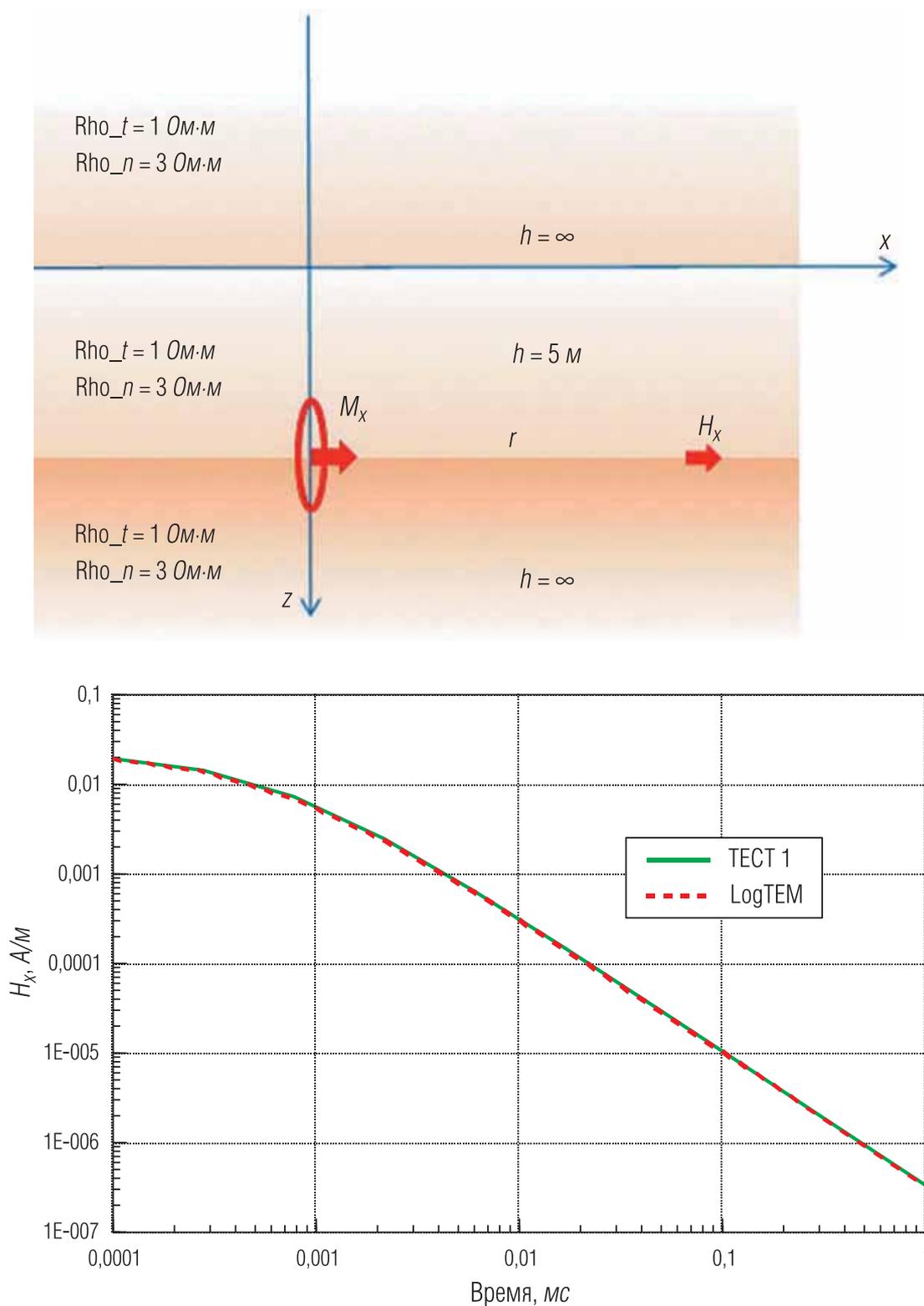


Рис. 2. Становление поля горизонтального магнитного диполя в однородном анизотропном пространстве

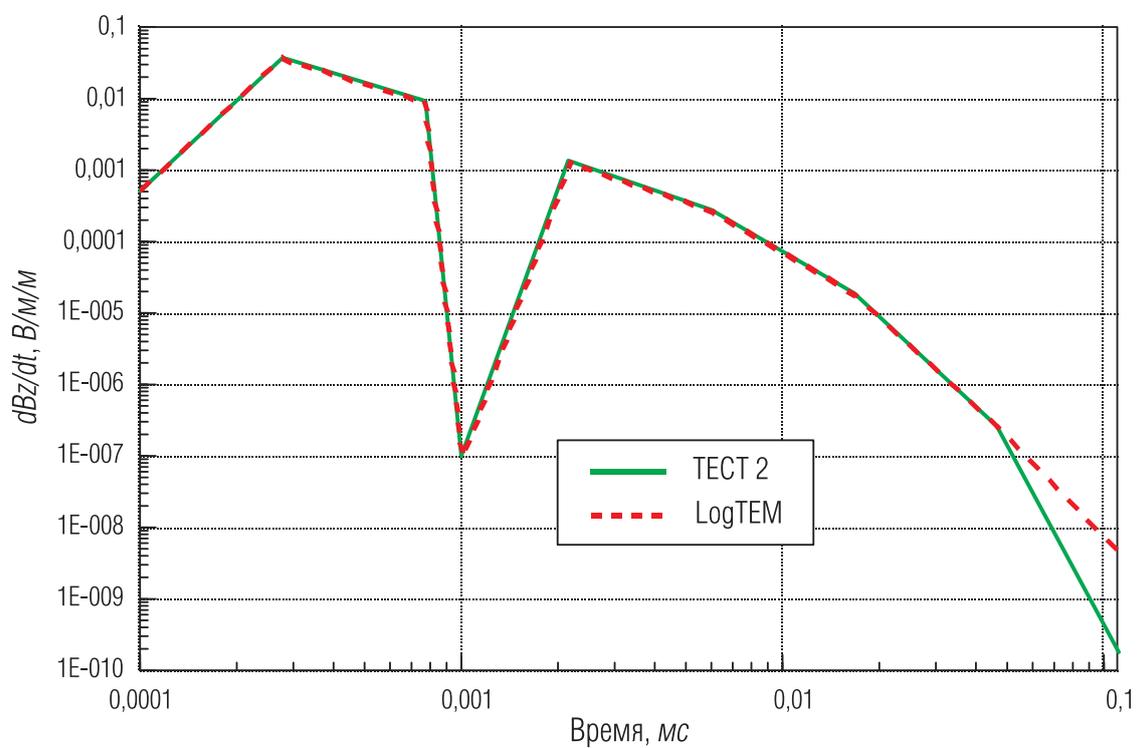
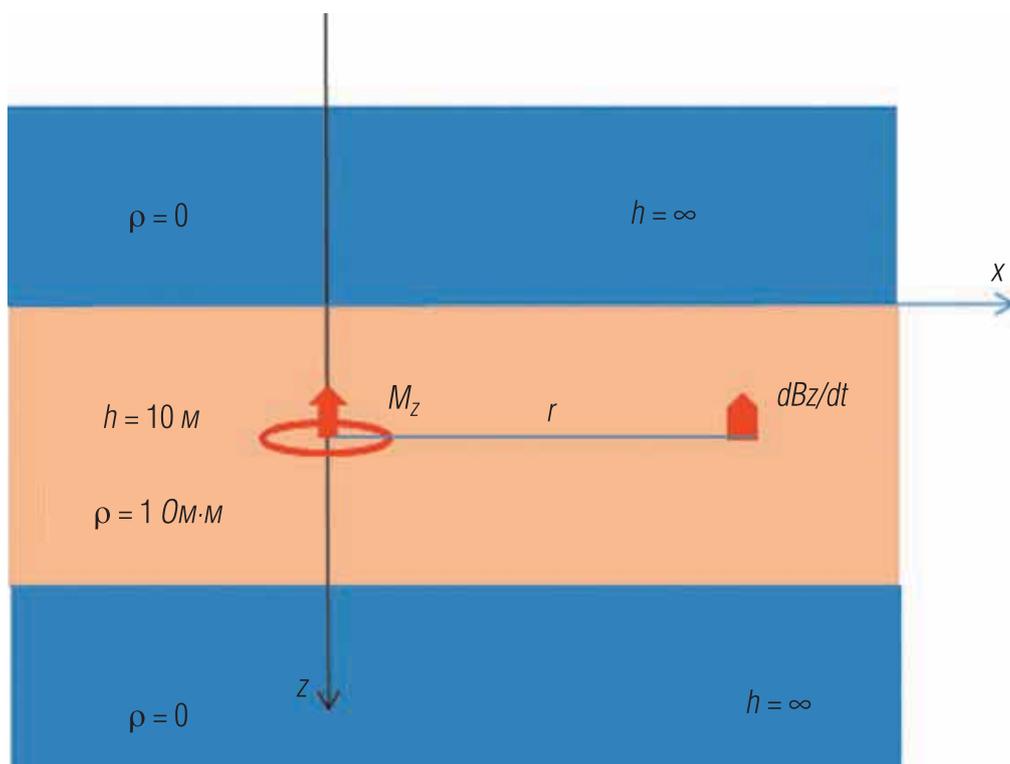


Рис. 3. Становление поля вертикального магнитного диполя в слое, погруженном в идеальный проводник

### **Тест 3. Становление в проводящем слое, погруженном в изолятор**

Рассмотрим теперь тот же проводящий слой, но заключенный между изолирующими полупространствами (рис. 4). Для такой модели можно применить решение Тихонова по формулам (12)–(21). В программе LogTEM положим сопротивления верхнего и нижнего полупространств большими, но конечными – по 100 000 Ом·м. Сравним на этот раз кривые  $H_z$ . Как видим (рис. 4), кривые визуально совпадают, процесс становления описывается степенным законом в поздней стадии.

## **Моделирование каротажных зондирований становлением**

Как продемонстрировано выше, программа LogTEM удовлетворительно моделирует процессы установления электромагнитного поля в слоистой среде с высокими контрастами и в широком диапазоне сопротивлений. Теперь можно смоделировать переходные каротажные кривые вдоль вертикальной или наклонной скважины и сравнить результаты с частотными кривыми. Программа позволяет производить расчет установления в точке наблюдения, совмещенной с положением источника. Приведем несколько примеров, которые позволяют сделать некоторые заключения о возможностях метода переходных процессов применительно к каротажу.

### **Сравнение совмещенного зонда с частотным зондом HDIL**

Сравним, пользуясь описанным выше матобеспечением, синтетические каротажные кривые в виде кажущихся сопротивлений вдоль профиля субвертикальной скважины ( $10^\circ$  от вертикали) для совмещенного зонда в режиме становления и для частотного прибора HDIL компании Baker Hughes (наименьший трехкатушечный зонд, разнос  $\sim 0,1$  м, частота 156 кГц). Профильные кривые для режима становления на рис. 5 приведены на различных временах (от 0,1 до 10 нс). Здесь же представлена модель среды, использованная в расчетах синтетических сигналов.

Частотный зонд дает более сглаженную картину распределения удельного сопротивления по сравнению с сигналами во временной области на первых наносекундах.

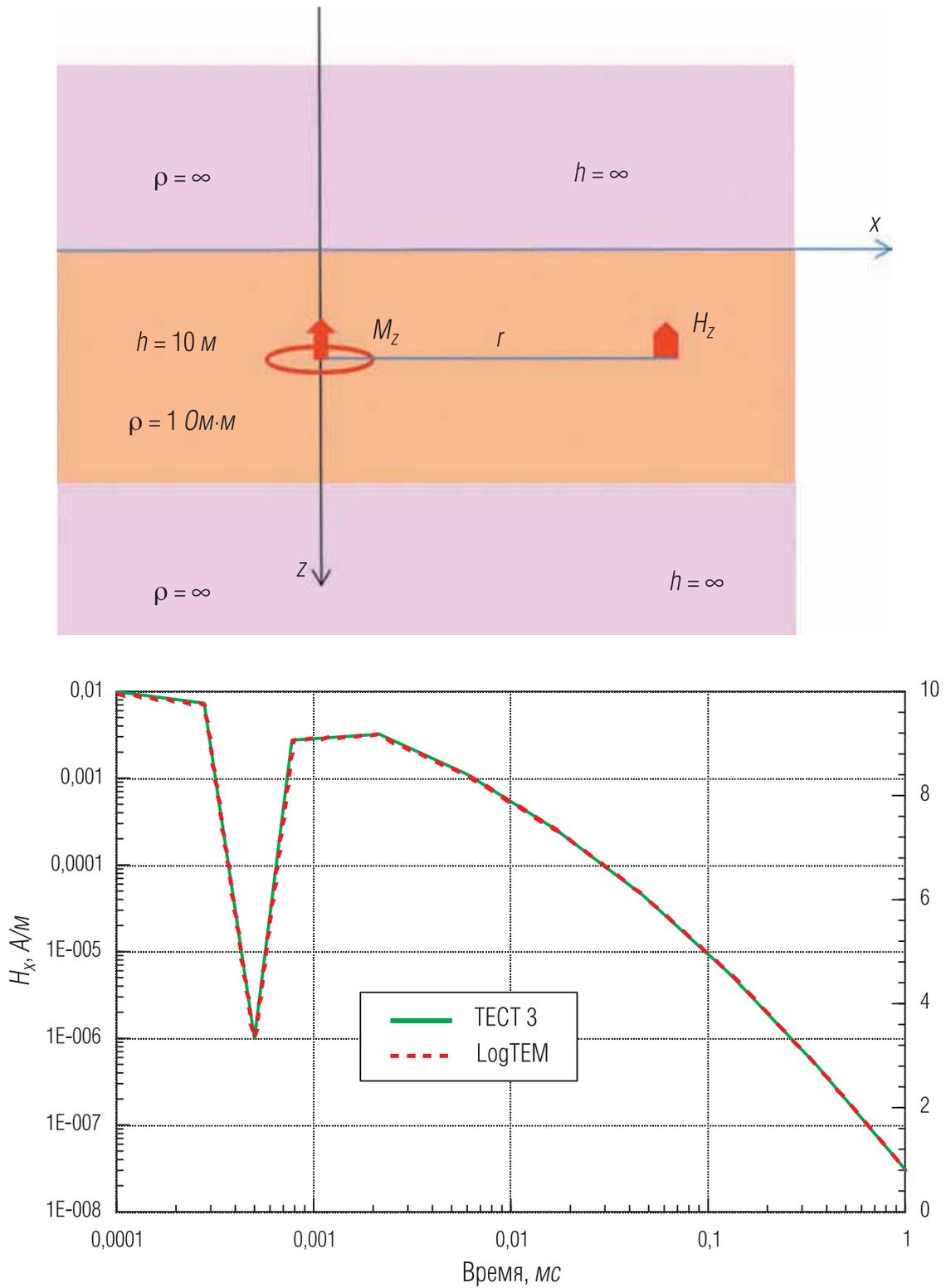


Рис. 4. Становление поля вертикального магнитного диполя в слое, погруженном в изолятор

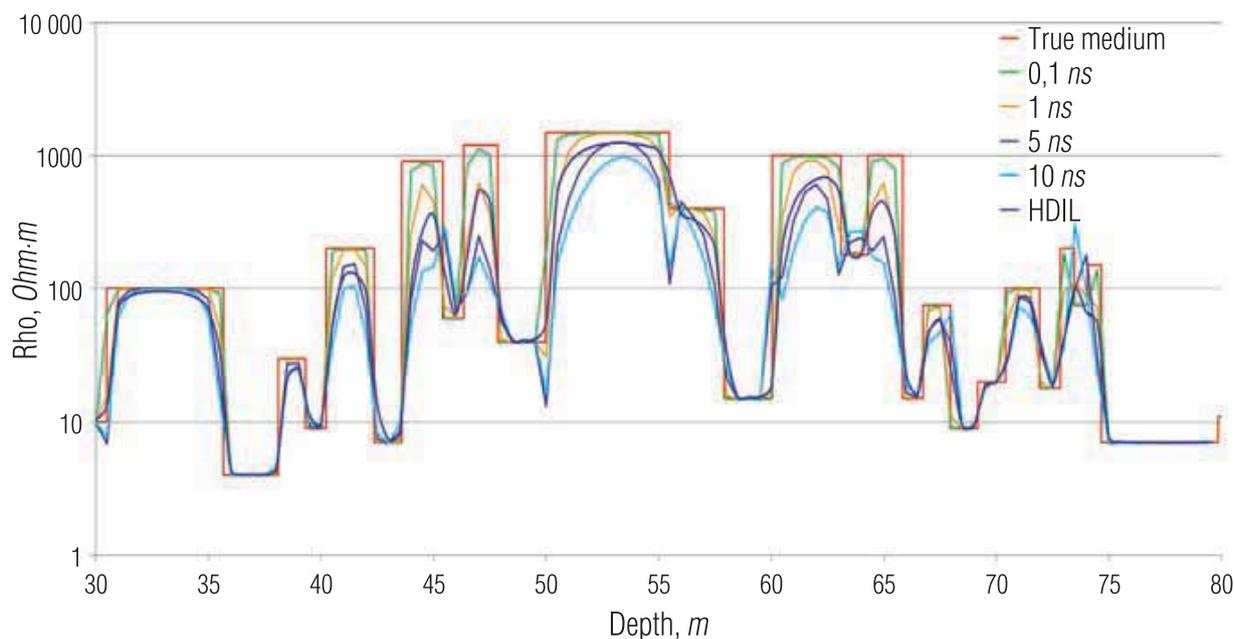


Рис. 5. Профильные кривые кажущегося сопротивления на разных временах установления и кривая, полученная с прибора HDIL. Красным цветом отображается истинная изотропная модель

### ***Сравнение профильных кривых совмещенного зонда и частотного зонда AziTrak***

Приведем также сравнение профильных кривых кажущегося сопротивления совмещенного зонда (на времени  $10\text{ нс}$ ) с частотным прибором в процессе бурения AziTrak компании Baker Hughes (разность фаз на  $ZZ$  компоненте трехкатушечного зонда, разнос  $\sim 0,4\text{ м}$ , частота  $2\text{ МГц}$ ) на субвертикальной скважине ( $10^\circ$  от вертикали). Сразу можно заметить, что профильные кривые переходного режима более четко отмечают границы слоев (рис. 6).

### **Заключение**

Основным результатом данной работы следует считать развитие и верификацию математического аппарата для метода переходных процессов в индукционных каротажных зондированиях в горизонтально-слоистых анизотропных средах. Авторы постарались описать математический аппарат максимально компактно и убедительно для читателя.

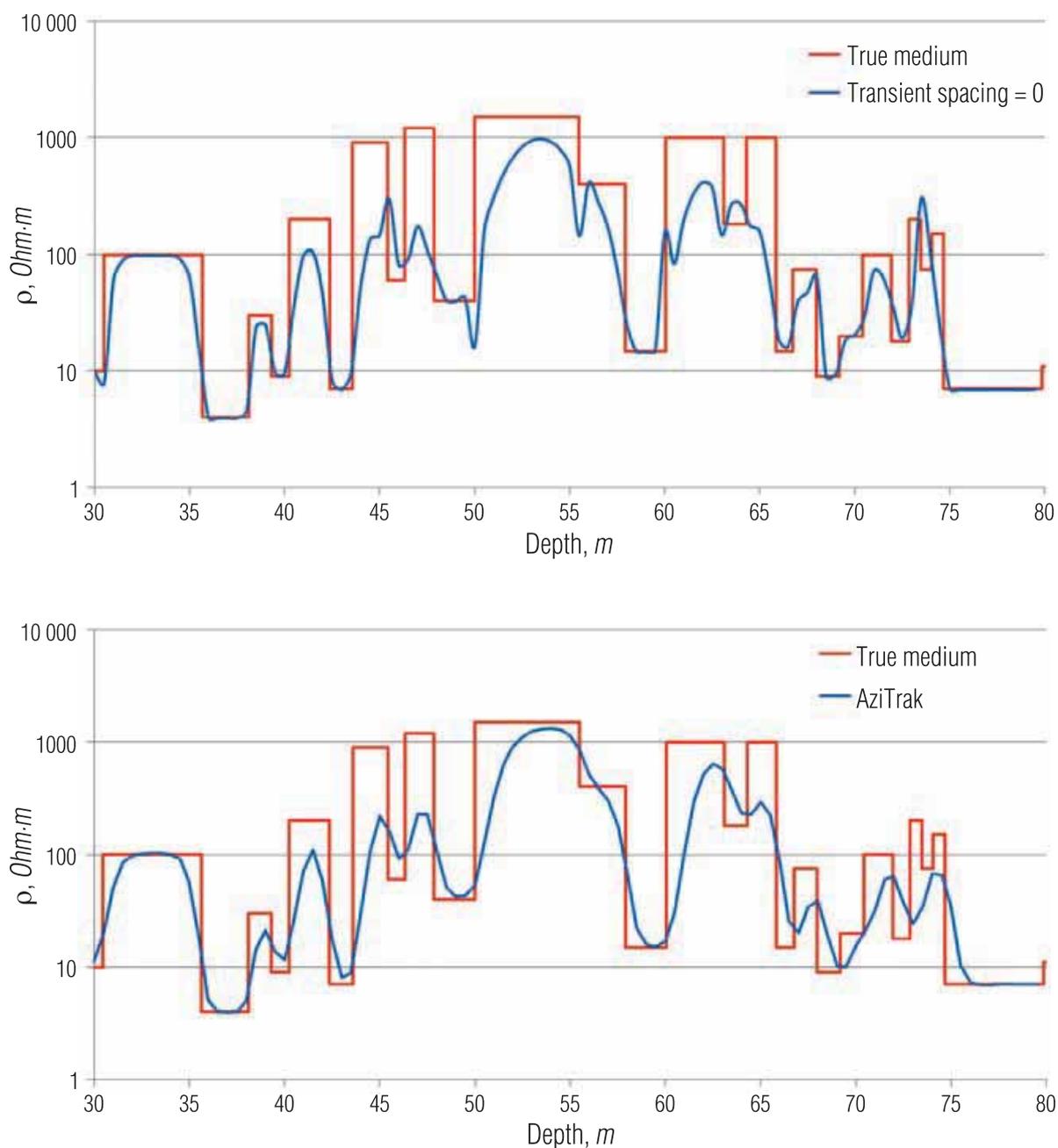


Рис. 6. Профильные кривые на 10 нс установления совмещенного зонда и кривая, полученная с прибора AziTrak. Красным цветом отображается истинная изотропная модель, синим – кривая кажущегося сопротивления соответствующего зонда

Конечно, для обоснования направления исследований здесь приведены некоторые соображения по поводу метода переходных процессов, а также рассмотрены несколько примеров довольно сложного моделирования в сравнении с соответствующим “частотным” материалом. Это, конечно, очень предварительные соображения и результаты, которые должны дополняться обширным моделированием, и не только для горизонтально-слоистых сред, но и для цилиндрических моделей. В этих примерах хорошо видна основная проблема метода становления – необходимость регистрации весьма ранних времен для определенного превосходства над частотным режимом. Это сложная техническая проблема. Конечно, нельзя забывать и о другой стороне применения импульсного режима – возможности “обнуления” длины зонда, что, напротив, может сделать более технологичным процесс применения электромагнитного каротажа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ваньян Л. Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.
2. Дмитриев В. И. Общий метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде // Вычислительные методы и программирование. 1968. Вып. 10. С. 55–65.
3. Кауфман А. А., Соколов В. П. Теория индукционного каротажа методом переходных процессов. Новосибирск: Наука, 1972. 128 с.
4. Могилатов В. С. Импульсная электроразведка: Учеб. пособие. Новосибирск: НГУ, 2014. 182 с.
5. Могилатов В. С., Злобинский А. В. Математическое обеспечение индуктивной импульсной электроразведки // Сибирский журнал индустриальной математики. 2006. Т. IX. № 1 (25). С. 91–105.
6. Могилатов В. С., Потапов В. В. Универсальное математическое обеспечение для индукционного каротажа // НТВ “Каротажник”. Тверь: Изд. АИС. 2014. Вып. 12 (246). С. 76–90.
7. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А. О становлении электрического тока в неоднородной среде // Изв. АН СССР. Сер. “География и геофизика”. 1950. Т. 14. № 4. С. 281–293.
8. Steven Allen Morris. Multi-Capacitor System for Electromagnetic Logging Tool / Патент США US 8836335 B2. 2012. Опубликовано 16.09.2014.

*Рецензент доктор техн. наук, проф. Л. Е. Кнеллер*