

УДК 550.837

ИНДУКТИВНЫЙ, СМЕШАННЫЙ И ГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИКИ В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ

© 1997 г. В. С. Могилатов

СНИИГГуМС, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 14.06.95 г.

Рассматриваются устанавливающиеся квазистационарные поля произвольных источников, образованных отрезками провода и заземлениями, как состоящие из двух фракций, возбуждаемых различным путем – индуктивным и гальваническим. В компактной форме приводится математический аппарат ЗС для многослойных сред в двух представлениях, известных как “решение в частотной области” и “решение во временной области”. Показано принципиальное различие процессов установления индуктивной и гальванической составляющих. Сравнительным образом анализируются поля смешанного источника (заземленная линия), чисто индуктивного (петля) и чисто гальванического (круговой электрический диполь). Для каждого источника даны интересные демонстрации их свойств. Обосновывается новый способ электроразведки ЗС с использованием гальванического источника, как “неиндуктивная” импульсная электроразведка.

ВВЕДЕНИЕ

Метод зондирования становлением (ЗС), возникший несколько десятилетий назад, явился большим шагом вперед в сравнении с методами с неотключаемыми источниками. В поисках эффективных модификаций привлекаются все новые подходы и средства. Однако, сравнительно редко затрагивается то, что определяет физические предпосылки метода – применяемые источники, их геометрия, режим питания током. В практической работе обычно вопрос о выборе именно источника и не рассматривается, а оптимизация установки производится за счет выбора измерительной процедуры. Известный пример показывает, что не всегда это решает проблему. Допустим, вы работаете с петлей, а ваш объект – тонкое горизонтальное включение повышенного сопротивления. В этом случае любая измерительная схема будет практически малоэффективна, поскольку поле, возбуждаемое петлей, слабо взаимодействует с таким объектом.

Как правило, применяемые источники – это либо заземленная линия, либо петля. Но нужно сказать, что линия, источник, весьма отличающийся от петли, как заземляемый, в режиме установления с течением времени быстро теряет в различии, проявляя себя, в основном, как источник индуктивный. Эти питающие установки инициируют процесс с мощным проявлением на дневной поверхности, определяемый всей совокупной проводящей толщей разреза. Не всегда это плохо, но хотелось бы иметь альтернативу этому общему индуктивному характеру традиционных источников.

В большей части этой работы автор занимается систематизацией с определенных позиций в общем-то известных фактов математического и физического характера, однако логика этого исследования приводит в конце концов к возможности построения и необходимости использования альтернативного неиндуктивного источника, который предварительно и условно можно определить как ту самую быстро исчезающую в процессе установления “разницу” между линией и петлей.

ПОЛЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Рассмотрим всю совокупность возможных источников, образованных различным соединением и заземлением отрезков проводов на дневной поверхности многослойной горизонтально-слоистой среды в квазистационарном (кроме некоторых отдельных отступлений) приближении. Вводя потенциалы обычным образом,

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = \text{grad} \Phi - \mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (1)$$

где Φ – скалярный потенциал, определяемый как

$$\Phi = \rho \text{div} \mathbf{A}, \text{ если } \rho \neq \infty,$$

$$\Delta \Phi = 0 \text{ и } \text{div} \mathbf{A} = 0, \text{ если } \rho = \infty,$$

мы можем представить вектор-потенциал для произвольного распределения (синхронно меня-

ющего) сторонних токов $\mathbf{j}_0(x_0, y_0, z_0)$ через тензор Грина

$$\mathbf{A}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \times \quad (2)$$

$$\times \int_{V_0} \hat{G}(x, y, z, x_0, y_0, z_0, t) \mathbf{j}_0(x_0, y_0, z_0) dV_0.$$

Тензор Грина описывает процесс установления поля, возбуждаемого элементарным током. Простой смысл этой формулы состоит в том, что наша задача сводится теперь к задаче установления полей горизонтального (ГЭД) и вертикального (ВЭД) электрических диполей. Мы пойдем еще дальше и рассмотрим электрический диполь как сложный объект, составленный из элементарных источников – незаземленного отрезка тока и точечных заземлений. Реально, разумеется, эти источники по отдельности не существуют, но для описания поля произвольного источника они удобны. Составляя из этих источников какой-либо реальный источник, нужно только обеспечить непрерывность тока.

Определяя линейный интегральный оператор с функцией Бесселя,

$$\hat{L}(X) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) X(\lambda) d\lambda,$$

будем искать векторы-потенциалы полей этих источников, помещенных на оси z в точку z_0 , при произвольном изменении тока $I(t) = Iq(t)$ в следующем виде:

а) для отрезка dx тока I б) для заземления с током I

$$\begin{aligned} A_x^M &= I dx \hat{L}(X), & A_x^E &= 0, \\ A_y^M &= 0, & A_y^E &= 0, \\ A_z^M &= -I dx \frac{\partial}{\partial x} \hat{L}\left(\frac{X'_z}{\lambda^2}\right), & A_z^E &= I \hat{L}\left(\frac{V}{\lambda}\right), \\ A_x^M &\rightarrow \frac{I(x) dx}{4\pi R}, & \frac{\partial A_z^E}{\partial z} &\rightarrow \frac{I(t)}{4\pi R}, \text{ при } R \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $R = \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Заметим, что определение потенциала для одиночного точечного заземления имеет чисто формальное значение. Учитывая все условия для потенциалов и рассматривая установление поля (в квазистационарном приближении) для N -слойной среды ($\rho_0, \rho_1, \dots, \rho_N$), получим краевые задачи для функций X и V :

а) для функции X

$$X''_{zz} - \lambda^2 X = \frac{\mu}{\rho_i} X,$$

$$[X]|_{z=H_i} = 0,$$

$$[X'_z]|_{z=H_i} = 0,$$

$$[X]|_{z=z_0} = 0,$$

$$[X'_z]|_{z=z_0} = 2\lambda q(t),$$

$$X \rightarrow 0$$

б) для функции V

$$V''_{zz} - \lambda^2 V = \frac{\mu}{\rho_i} V,$$

$$[V]|_{z=H_i} = 0,$$

$$[\rho V'_z]|_{z=H_i} = 0,$$

$$[V]|_{z=z_0} = 2q(t),$$

$$[V'_z]|_{z=z_0} = 0,$$

$$V \rightarrow 0, |z| \rightarrow \infty.$$

Здесь ось z направлена вниз, имея начало на дневной поверхности, H_i ($i = 1, 2, \dots, N$) – координаты границ, μ – магнитная проницаемость, всюду равная проницаемости вакуума.

Задачи (4) решаются разделением переменных. Функции X и V будем искать как суперпозицию решений вида $Z(z)\exp(-\alpha t)$, где $\operatorname{Re} \alpha \geq 0$. Функцию Z определим как $Z(z) = A\zeta(z)$, где функция ζ в i -ом слое может быть выражена через свои же значения (внутренние) на нижней или на верхней границе слоя. Обозначая $\zeta_i = \zeta(H_i)$, $\zeta'_i = \zeta'_z(H_i)$, ($i = 1, 2, \dots, N$), запишем:

$$\zeta(x) = \zeta_1 \exp(u_0 z), \quad z \leq 0 \text{ (в воздухе),}$$

$$\zeta(z) = \zeta_i \operatorname{ch}[u_i(z - H_i)] + \frac{\zeta'_i}{u_i} \operatorname{sh}[u_i(z - H_i)], \text{ или,} \quad (5)$$

$$\zeta(z) = \zeta_{i+1} \operatorname{ch}[u_i(z - H_{i+1})] + \frac{\zeta'_{i+1}}{u_i} \operatorname{sh}[u_i(z - H_{i+1})],$$

$$\zeta(z) = \zeta_N \exp[-u_N(z - H_N)], \quad z \geq H_N.$$

Здесь $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$, $k_i^2 = -\alpha\mu/\rho_i$ ($i = 0, 1, \dots, N$).

На этом этапе следует уточнить вид параметра α . Обычно его берут в виде $i\omega$ и функции X и V представляются интегралом Фурье:

$$\begin{Bmatrix} X \\ V \end{Bmatrix} = \hat{F}(Z) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z(z) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (6)$$

Находим функцию Z , располагая источник на дневной поверхности ($z_0 = 0$) и пока сохраняя конечное значение ρ_0 :

а) для функции X

$$Z(z) = A\zeta_1 \zeta(z),$$

$$Z(z) = A\zeta(z)$$

$$A = \frac{2\lambda Q(\omega)}{\zeta'_1 - \zeta_1 u_0},$$

б) для функции V

$$Z(z) = A \frac{\rho_1 \zeta'_1}{\rho_0 u_0} \zeta(z), \quad z \leq 0,$$

$$Z(z) = A\zeta(z), \quad z \geq 0, \quad (7)$$

$$A = \frac{2u_0 Q(\omega)}{\zeta_1 u_0 - \zeta'_1 \rho_1 / \rho_0},$$

Здесь значения функции ζ и ее производной последовательно определяются снизу вверх при удовлетворении условий на границах (4), относимых теперь к функции ζ , с учетом (5) и полагая $\zeta_N = 1$. Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта функции, описывающей форму возбуждающего импульса, т.е. $q(t) = \hat{F}(Q)$. Для мгновенного выключения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-i\omega)$.

Собственно, здесь в несколько необычной последовательности использован обычный способ решения задачи о становлении, известный как "решение в частотной области". Впервые наиболее основательно был предложен в [1] и получил большое развитие в дальнейшем (например, [2], [3]). Заметим, что несложно обобщить (7) для учета токов смещения, но возможность численной реализации преобразования Фурье в этом случае резко ухудшается.

Однако, на наш взгляд, гораздо удобнее для анализа (например, для асимптотических представлений) другой способ, "во временной области", предложенный в работе [4] и развитый, например, в [5]. Если среда подстилается изолирующим или идеально проводящим основанием, то задача в квазистационарном приближении ограничивается по оси z . Решаем краевую задачу (4) для режима выключения (при $t = 0$), сводя к задаче с начальным условием. Тогда вместо (4) имеем:

$$\begin{aligned} \text{а) для функции } X \quad & \text{б) для функции } V \\ X''_{zz} - \lambda^2 X = \frac{\mu}{\rho_i} \dot{X}, & V''_{zz} - \lambda^2 V = \frac{\mu}{\rho_i} \dot{V}, \\ X'_z - \lambda X = 0, & V = 0, \quad z = 0, \\ [X]_{z=H_i} = 0, & [V]_{z=H_i} = 0, \\ [X']_{z=H_i} = 0, & [\rho V]_{z=H_i} = 0, \\ X'_z + \lambda X = 0, & V = 0, \quad z = H_N, \\ X = \exp(-\lambda|z|), & V = \bar{V}(\lambda, z), \quad t = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$\bar{V}(\lambda, z)$ – решение на постоянном токе. В этом случае параметр α может принимать дискретный набор вещественных значений $\eta_j \geq 0$ и решение для функций X и V можно представить уже в виде ряда Фурье:

$$\begin{Bmatrix} X \\ V \end{Bmatrix} = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \zeta_j(z) T_j(t), \quad (9)$$

где $T_j = \exp(-\eta_j t)$ для мгновенного выключения. Если же ток в источнике меняется как $q(t)$, то

$$T_j = - \int_{-\infty}^t q(\tau) \eta_j \exp[-\eta_j(t - \tau)] d\tau.$$

Функции ζ_j последовательно определяем сверху вниз, положив $\zeta'_{j1} = \lambda$, с учетом (5) и удовлетворяя граничным условиям в (8). Условия на нижней границе являются уравнениями для определения η_j . В случае сверхпроводящего основания условие на нижней границе для функции X есть $\zeta_{jN} = 0$.

Коэффициенты C_j определяются при удовлетворении начальных условий для функций X и V , что дает:

$$\begin{aligned} \text{а) для функции } X \quad & \text{б) для функции } V \\ C_j = \frac{2\lambda \zeta'_{j1}}{\mu \eta_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} / \rho_i}, & C_j = \frac{2\rho_1 \zeta'_{j1}}{\mu \eta_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} M_{ji} &= \int_{H_i}^{H_{i+1}} [\zeta_j(z)]^2 dz = \\ &= \frac{1}{2u_{ji}^2} \left[h_i (\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 + [\zeta'_{ji}]^2) + (\zeta_{ji+1} \zeta'_{ji+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji}) \right], \end{aligned}$$

а $h_i = H_{i+1} - H_i$ – мощности слоев ($i = 1, 2, \dots, N-1$).

Заметим, что $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \eta_j \mu / \rho_i}$ может принимать мнимые значения, тогда вещественное гиперболическое решение (5) переходит в вещественное же тригонометрическое решение. Вещественная арифметика этого алгоритма позволяет создать весьма быстрые численные процедуры.

Внимательный читатель мог бы согласиться, что мы в весьма компактной форме привели здесь одномерный математический аппарат, с помощью которого можно построить алгоритм для расчета устанавливающегося поля произвольного источника на дневной поверхности, притом двумя способами, совместное использование которых позволяет организовать универсальные надежные и быстрые вычислительные процедуры. Что мы и старались реализовать в диалоговом комплексе матобеспечения для интерпретации данных ЗСБ(МПП) ПОДБОР, который описан ниже.

Нужно подчеркнуть, что этот аппарат лишь приближенно описывает процесс установления в реальной среде, поскольку учитывает только скин-эффект в одномерной среде (нормальное поле). Однако, заметим, что описание процесса можно уточнить с использованием этого же аппарата, рассматривая влияние дополнительных возмущающих факторов (диэлектрическая проницаемость, вызванная поляризация, нарушения горизонтальной однородности) как воздействие эквивалентного распределения сторонних токов, аномальное поле которого учитывается по фор-

муле (2). Описание эквивалентного стороннего тока можно дать зависящим только от нормального поля, что справедливо для слабых возмущений. Такой алгоритм оперативного расчета аномального поля локальной неоднородности реализован нами в программе FAST3D комплекса ПОДБОР.

ДВА ПРОЦЕССА УСТАНОВЛЕНИЯ

Наша цель показать, что произвольный источник, составленный из заземлений и токоподводящих проводников, возбуждает процессы установления двух типов. Разумеется, мы при этом не претендуем на открытие. Давно известно, что при определении вектора-потенциала для горизонтального электрического диполя необходимо решить две задачи с разными краевыми условиями, соответственно, поле ГЭД содержит индуктивную компоненту и гальваническую. Мы только предлагаем посмотреть подробнее на проблемы электроразведки ЗС именно с этой точки зрения.

Действительно, существует глубокое различие в процессах установления начального распределения стекающего с заземления тока и распределения тока, возбужденного магнитным полем проводника с током, при его отключении. Во-первых, поле заземления не имеет магнитных компонент на дневной поверхности и выше, в воздухе, а также в непроводящем основании, магнитное поле и токи присутствуют только в слоях, не отделенных от заземления изолирующим горизонтом. Разумеется, это справедливо только в квазистационарном приближении по отношению к горизонтально-однородной среде (или неоднородной, но с осевой симметрией и заземлением на оси, что не будем рассматривать). Любые нарушения приведут к появлению на дневной поверхности аномального (оно же и полное) магнитного поля.

Радикально различаются поля чисто индуктивного источника – незаземленного отрезка тока и чисто гальванического источника – точечного заземления и в поведении со временем. Рассмотрим это подробнее, для чего используем построенный нами математический аппарат во временной области. В [4] было показано, что при $t \rightarrow \infty$ интегралы, определяющие потенциалы (3), получают свое значение при малых значениях λ , при этом достаточно взять только первый член ряда (9).

Для индуктивной компоненты, определяемой функцией X , при $\lambda \rightarrow 0$, $\eta_0 \approx 2\lambda/(\mu S)$, $\zeta_0(z) \approx 1$, $C_0 \approx 1$, и, таким образом, $X = \exp[-2\lambda t/(\mu S)]$. Тогда при $t \rightarrow \infty$

$$A_x^M \approx \frac{I dx}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{2t}{\mu S}\right)^2}} \quad (11)$$

Здесь $S = \sum_{i=1}^{N-1} h_i/\rho_i$ – суммарная продольная проводимость разреза.

Таким образом, поздняя стадия индуктивной составляющей определяется степенным законом спада и зависимостью только от суммарного показателя разреза – суммарной продольной проводимости. Факт, хорошо известный для устанавливающегося поля петли.

Рассмотрим теперь поведение процесса установления (затухания) распределения тока, стекающего с заземления. Возьмем двухслойный разрез с изолирующим основанием (ρ , h) и для функции V получим $\eta_j = \frac{\rho}{\mu} \left[\left(\frac{\pi n}{h} \right)^2 + \lambda^2 \right]$ ($j = 1, 2, \dots$). Из

чего следует, что при $t \rightarrow \infty$ для ряда (11), определяющего функцию V , достаточно взять первый член при $\lambda \rightarrow 0$. Находим, что

$$C_1 = \frac{4}{\lambda h}, \quad \zeta_1(z) \approx \frac{\lambda h}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right),$$

$$V = \frac{4}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right) \exp\left(-\frac{t \rho \pi^2}{\mu h^2}\right) \exp\left(-\frac{t \rho \lambda^2}{\mu}\right).$$

Возьмем радиальную компоненту электрического поля точечного заземления в соответствии с определением потенциалов в (1):

$$E_r^E = \frac{I \rho}{\pi h^2} \cos\left(\frac{\pi z}{h}\right) \exp\left(-\frac{t \rho \pi^2}{\mu h^2}\right) f(r, t), \quad (12)$$

где функция $f(r, t)$ описывает уже степенную зависимость от t . Как видим, поле точечного заземления, иначе говоря, гальваническая составляющая поля произвольного источника устанавливается совершенно иначе, нежели индуктивная составляющая. На всех стадиях процесса важна вертикальная структура разреза, вертикальный размер. В средах с изолирующим основанием спад происходит экспоненциально, причем показатель зависит от всех параметров разреза. Численное моделирование показывает, что, если основание проводящее, то спад со временем степенной, но все же более быстрый, нежели у индуктивной составляющей.

Таким образом, поле произвольного источника в поздней стадии определяется поведением индуктивной составляющей. Если вы хотите измерять отклик от процесса установления стекающих с заземлений токов в поздней стадии, вы должны основательно позаботиться о подавлении индуктивной составляющей процесса, т.е. построить неиндуктивный источник. Пример такого источника – вертикальная электрическая линия.

Мы привели асимптотические выражения (11) и (12) для ступенчатого мгновенного выключения тока, но представляет интерес сравнить поздние

стадии при возбуждении импульсом тока произвольной формы $q(t)$, отличным от 0 в интервале $\tau_1 < t < \tau_2$, где τ_1 и τ_2 имеют конечные значения. Тогда вместо (11) и (12) имеем

$$\tilde{A}_z^M \approx A_z^M \left(\frac{2}{\mu S} \right)^2 \frac{t}{r^2 + \left(\frac{2t}{\mu S} \right)^2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} q(\tau) d\tau, \quad (13)$$

$$\tilde{E}_r^E \approx E_r^E \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{dq(\tau)}{d\tau} \exp\left(\frac{\tau \rho \pi^2}{\mu h^2}\right) d\tau.$$

Это принципиальный результат, который заключается в том, что для индуктивной компоненты в поздней стадии важна лишь площадь, ограниченная функцией, описывающей форму импульса, но не сама функция, тогда как для гальванической составляющей форма импульса имеет значение всегда.

ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬ

Сконструируем решение для устанавливающегося поля, возбуждаемого выключением тока в горизонтальном электрическом диполе, расположенном в начале координат на дневной поверхности в направлении оси x . Мы должны взять сумму решений, полученных нами для элементарных источников, т.е. решение для токового отрезка и двух разнополярных заземлений по концам. Поскольку сейчас речь идет именно о диполе (а не о линии конечной длины – ГЭЛ), заменим разность дифференциалом. Итак, вектор-потенциал ГЭД есть:

$$A_x = Idx \hat{L}(X), \quad A_y = 0, \quad (14)$$

$$A_z = -Idx \frac{\partial}{\partial x} \hat{L} \left(\frac{X'_z}{\lambda^2} - \frac{V}{\lambda} \right) d\lambda.$$

Далее компоненты можно представить в виде:

$$E_x = -Idx \left[\hat{L}(\mu X) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{L} \left(\frac{\mu X}{\lambda^2} - \frac{\rho V'_z}{\lambda} \right) \right],$$

$$H_x = -Idx \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{L} \left(\frac{X'_z}{\lambda^2} \right),$$

$$E_y = -Idx \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{L} \left(\frac{\mu X}{\lambda^2} - \frac{\rho V'_z}{\lambda} \right), \quad (15)$$

$$H_y = Idx \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{L} \left(\frac{X'_z}{\lambda^2} \right) + \hat{L}(X'_z) \right],$$

$$E_z = Idx \frac{\partial}{\partial x} \hat{L}(\lambda \rho V), \quad H_z = -Idx \frac{\partial}{\partial y} \hat{L}(X),$$

где оператор $\hat{L}$ и функции X, V (двумя способами) определены выше.

Само по себе такое представление позволяет сделать ряд полезных заключений о характере процесса установления поля ГЭД. Мы обратим внимание на то, что все измеряемые на дневной поверхности компоненты содержат индуктивную составляющую, а это значит, что в поздней стадии ГЭД можно считать фактически индуктивным источником, близким по свойствам идеальному индуктивному источнику – петле.

Имеется одна компонента, а именно E_z , которая определяется только гальванической составляющей. Измерять ее возможно вертикальной приемной линией. Ссылаясь на принцип взаимности, можно утверждать, что мы получили также решение для устанавливающегося поля вертикального электрического диполя (ВЭД) (или линии – ВЭЛ), который является, таким образом, чисто гальваническим источником. Известны попытки воспользоваться замечательными свойствами такого источника при размещении вертикальной питающей линии в скважине и измеряя радиальное электрическое поле на поверхности Земли. Линия, размещаемая в скважине, считается вертикальной. Интуитивно кажется, что отклонения от вертикали на 2–3 градуса проявятся такими же малыми искажениями в измеряемом отклике, в особенности, на больших расстояниях и поздних временах. Рассмотрим модель, в которой в пласте ($\rho = 10$ Ом м, $h = 1000$ м) размещена питающая линия, заземленная одним концом у дневной поверхности, а нижним – на кровле изолирующего фундамента. Пусть отклонение нижнего конца от вертикали составляет 50 м (2.8°), ток 10 А и проводятся азимутальные измерения радиальной приемной линией в 200 м при удалении от скважины 2000 м. На рис. 1 представлены результаты расчетов, выполненных по приведенным выше алгоритмам. Наклонная линия (ее момент) представлена как векторная сумма строго вертикальной линии (1000 м) и ГЭД (50 м). Кривые становления при различных азимутальных углах могут иметь вид от нормальной кривой (90° – перпендикулярно ГЭД) до двух крайних случаев, когда ВЭЛ и ГЭД складываются и вычитаются. Как видим, наклон привел к качественным изменениям сигнала, появлению перехода через 0. Если исходить при интерпретации из незначительности влияния наклона, то тогда нужно признать среду в окрестности скважины существенно неоднородной.

ИДЕАЛЬНЫЙ ИНДУКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК

Рассмотрим чисто индуктивный источник в виде незаземленной петли. В теории обычно рассматривается источник бесконечно малого раз-

мера, но с конечным моментом – вертикальный магнитный диполь (ВМД).

Приведем кратко базовый математический аппарат для ВМД в виде компоненты E_ϕ на дневной поверхности. Другая практически используемая компонента dB_z/dt выражается через E_ϕ :

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = E_\phi \frac{1}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r}.$$

В случае среды, представленной верхним (ρ_0, ϵ_0, μ) и нижним (ρ_1, ϵ_1, μ) однородными полупространствами, приведем формулу для устанавливающегося поля (после мгновенного выключения) на дневной поверхности с учетом токов смещения ([6]):

$$E_\phi = \frac{M_z \mu}{2\pi} (A_1 - A_0), \quad (16)$$

где

$$A_i = \frac{\bar{\rho}}{\mu r^4} \left\{ \int_0^\infty \phi_i(\tau) (I_i^{(2)} \mathcal{T}_i + I_i^{(1)}) u(t-\tau) u(\tau - \mathcal{T}_i) d\tau + \right. \\ \left. + \left[\phi_i(\mathcal{T}_i) \left(1 + \frac{\gamma_i^2 \mathcal{T}_i^2}{2} \right) - \phi_i'(\mathcal{T}_i) \mathcal{T}_i \right] u(t - \mathcal{T}_i) + \right. \\ \left. + \phi_i(\mathcal{T}_i) \mathcal{T}_i \delta(t - \mathcal{T}_i) \right\},$$

$$\phi_i(\tau) = -\exp(-\gamma_i \tau) \{ 1 + \gamma_i \tau + \exp[-2\bar{\gamma}(t-\tau)] (2\bar{\gamma}\tau - \gamma_i \tau - 1) \} / \tau^2,$$

$$I_i^{(n)} = \frac{\partial^n}{\partial \mathcal{T}_i^n} I_0(\gamma_i \sqrt{\tau^2 - \mathcal{T}_i^2}) \quad (I_0 - \text{модифицированная}$$

функция Бесселя), $\mathcal{T}_i = r \sqrt{\mu \epsilon_i}$, $\gamma_i = 1/(2\epsilon_i \rho_i)$, ($i=0, 1$), $\bar{\gamma} = 1/(2\epsilon \bar{\rho})$, $\bar{\epsilon} = \epsilon_1 - \epsilon_0$, $\bar{\rho} = \rho_0 \rho_1 / (\rho_0 - \rho_1)$, а $u(x)$ и $\delta(x)$ – символические функции Хевисайда и Дирака.

Выражение для E_ϕ в случае многослойной среды (в квазистационарном приближении) нетрудно получить, воспользовавшись формулами (15) для горизонтального диполя, либо пользуясь теоремой взаимности, либо составив замкнутый ток из, например, четырех электрических диполей. Одно ясно, что раз нет заземлений, то поле ВМД описывается только индуктивной составляющей. Итак:

$$E_\phi = \frac{M_z \mu}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{2J_1(\lambda a)}{a} X(z, \lambda) d\lambda, \quad (17)$$

где X определена для произвольного сопротивления основания (6). Если же основание – изолятор или, напротив, сверхпроводник, то можно вос-

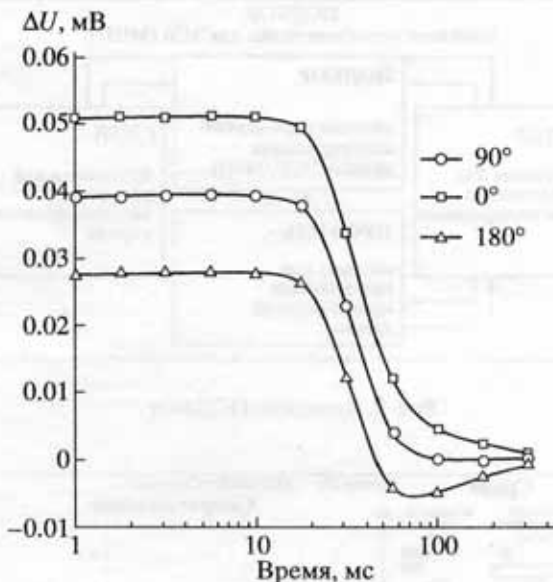


Рис. 1. Устанавливающееся поле линии, заземленной в скважине, имеющей наклон.

пользоваться другим алгоритмом (9). Это весьма общее выражение, предусматривающее конечные размеры источника (петля радиуса a) и произвольное изменение момента со временем, описываемое функцией $q(t)$ (в единицах постоянной M_z).

Дополнив выражения (16) и (17) еще одним известным частным случаем – плоскостью S на глубине h в изоляторе:

$$E_\phi = \frac{3M_z}{\pi S} \frac{rm}{(r^2 + 4m^2)^{5/2}}, \quad (18)$$

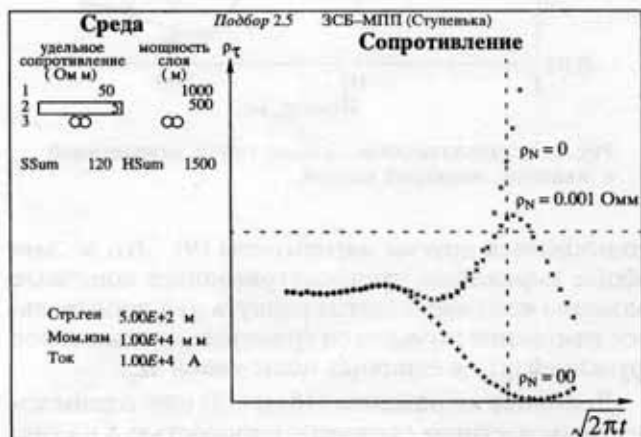
где $m = t/(\mu S) + h$, мы получаем математический аппарат для оперативного обслуживания методов, использующих незаземленную петлю в качестве источника.

На основе описанных выше алгоритмов создан диалоговый комплекс ПОДБОР, в котором сосредоточено весьма полное матобеспечение для методов с индуктивным возбуждением. Схематичное описание Комплекса приведено на рис. 2. Ниже мы используем для иллюстраций элементы стандартного графического вывода из комплекса ПОДБОР.

На рис. 3 представлен пример расчетов (произведенных в ПОДБОРе) для соосной приемно-питающей установки ЗСБ кривых становления (в виде принятых в ЗСБ кривых ρ_r) в диапазоне времен от 3 до 500 мс. Этот пример интересен сравнением процессов при сверхпроводящем ($\rho_N = 0$), сильнопроводящем ($\rho_N = 0.001$ Ом м) и изолирующем ($\rho_N = \infty$) основании. Спад поля под влиянием идеальнопроводящего основания происходит экспоненциально, что отражается резким ростом значений кажущегося сопротивления. При конечном малом сопротивлении также



Рис. 2. Комплекс ПОДБОР.

Рис. 3. Кривые ρ_t для сверхпроводящего, проводящего и изолирующего основания.

имеется подобная тенденция. Если она не преодолена (т.е. недостаточен диапазон регистрации), то вид кривой может привести к совершенно неверным предварительным заключениям о нижней части разреза.

Рассматривая отклик N -слойной среды в каждый момент как суммарное поле мгновенного (квазистационарное приближение!) распределения токов в среде, можно получить еще одно интересное представление отклика – в виде суммы вкладов отдельных слоев (основание-изолятор):

$$E_{\Phi} = \sum_{i=1}^{N-1} E_{\Phi}^{(i)},$$

$$E_{\Phi}^{(i)} = \frac{M_{\Sigma} \mu}{4\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \lambda \left[\sum_{j=0}^{\infty} P_{ji} C_j(\lambda) \eta_j(\lambda) T_j(t) \right] d\lambda, \quad (19)$$

$$P_{ji} = \frac{1}{2\lambda} [(\lambda \zeta_{ji+1} + \zeta'_{ji+1}) \exp(-\lambda H_{i+1}) - (\lambda \zeta_{ji} + \zeta'_{ji}) \exp(-\lambda H_i)],$$

где C_j , T_j , ζ_j и η_j определены выше (8)–(10). Такое представление решения прямой задачи может быть полезно при построении процедуры инверсии, а также при анализе эффективности применения различных форм возбуждающего импульса тока (программа СЛОЙ комплекса ПОДБОР).

Чисто индуктивный способ возбуждения получил широчайшее распространение. Причины этого понятны. В некоторых случаях эффективная альтернатива этому источнику вряд ли возможна, например, выявление проводящих локальных объектов в высокоомной вмещающей среде.

Можно определить петлю как аддитивный источник. Это проявляется в том, что петля инициирует переходный процесс, определяемый в поздней стадии суммарной продольной проводимостью, но также и в том, что независимо от геометрии контура и формы импульса поле определяется в поздней стадии лишь суммарными характеристиками источника (площадь контура, площадь импульса). Другое существенное свойство – широкое латеральное распространение процесса. В наземной электроразведке, когда говорят о зондированиях, подразумевают зондирования вниз, но это иллюзия, допустимая только в отношении горизонтально-однородных сред. Если же имеются нарушения горизонтальной однородности, то приходится констатировать, что зондирование происходит скореевширь, чем вниз.

Приведем пример, достаточно актуальный для метода ЗСБ. На рис. 4 сверху описан геоэлектрический разрез общей мощностью до изолирующего основания 270 м. В 3-ем слое имеется включение повышенного сопротивления в виде круга диаметром 4000 м. Соосная установка находится на оси этой неоднородности. Кривая становления для этого разреза (полученная математическим моделированием) подвергнута одномерной инверсии и, как результат, получен геоэлектрический разрез, принципиально отличающийся от исходной модели. Боковое влияние удаленных проводящих областей в 3-ем слое трансформировалось в ложный глубинный проводящий горизонт. Искажен и прилегающий к неоднородному нижний слой. На рис. 4 представлены также хорошо совпадающие кривые кажущегося сопротивления для обеих моделей. Среднеквадратичное отклонение кривых э.д.с. составляет 1.7%.

Качества петли, как источника, могут быть достоинством или недостатком, в зависимости от того, что является объектом внимания исследователя в регистрируемом отклике. Если интерес представляет сам общий вид кривой становления, то петля – удобный инструмент. Но если, как это все чаще бывает в современной электроразведке ЗС, интересны тонкие аномальные проявления на фоне основного процесса, то мощный фоно-

вый сигнал с большим динамическим диапазоном делается все более тяжелой проблемой. Посмотрим, что может скрываться за этим фоном. Известен простой способ уменьшить нормальный сигнал (от вмещающей среды) – разнести питающую и приемную петли. На рис. 5 приведен интересный пример сопоставления кривых э.д.с. для соосной и разнесенной установок. Этим теоретическим размером мы вовсе не пытаемся призвать к работе с разнесенной установкой. Хотя уровень нормального поля падает, но оно чрезвычайно изменчиво во времени и пространстве и подвержено трудноучитываемому влиянию и ближних и весьма отдаленных неоднородностей. Кстати сказать, этот пример показывает, сколь сомнительны попытки построить универсальные трансформации “разнесенной” кривой э.д.с. в кажущиеся параметры более простых базовых моделей, как это давно и успешно сделано для соосной установки.

НЕИНДУКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК

Мы рассмотрели традиционные источники – линию (смешанный источник) и петлю (индуктивный источник). Наш подход к анализу полей этих источников неизбежно ставит вопрос о чисто гальваническом источнике. Известный источник такого типа – вертикальная линия не имеет большого практического значения. Предлагаем здесь умозрительную процедуру построения наземного такого источника, путем воссоздания его главного качества – отсутствия нормального магнитного поля на дневной поверхности.

Возьмем для начала линию и констатируем, что вертикальная компонента нормального магнитного поля равна нулю на оси линии. Этого нам мало, кроме того, эта ось является всего лишь линией резкого перехода через 0, что создает критические условия для измерений. Присоединим вторую питающую линию, включив ее навстречу первой (рис. 6) так, что нормальное магнитное поле будет равно 0 уже на четырех направлениях от центрального электрода. Крестообразное расположение 4-х линий даст 8 направлений с нулевым магнитным полем и так далее. Заметим, кстати, что устраивая вместо линии такую конфигурацию, мы только перераспределяем ток и, значит, можем сохранять ту же массу проводов и заземлений. Практически можно ограничиться восемью питающими лучами, что обеспечивает площадные измерения (по 16 направлениям). Но важно также, что, хотя эти радиальные профили по-прежнему есть линии перехода через 0, но значения остаточного магнитного поля между ними становятся невелики. В пределе, увеличивая симметричным образом число линий до бесконечности, мы получим источник, лишенный индуктивной составляющей, а значит, чисто гальванический. Мы назовем его круговым электрическим дипо-

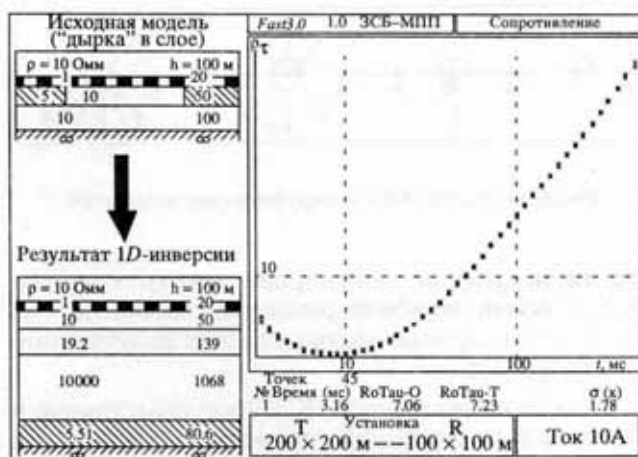


Рис. 4. Искажающее влияние удаленных неоднородностей при одномерной инверсии.

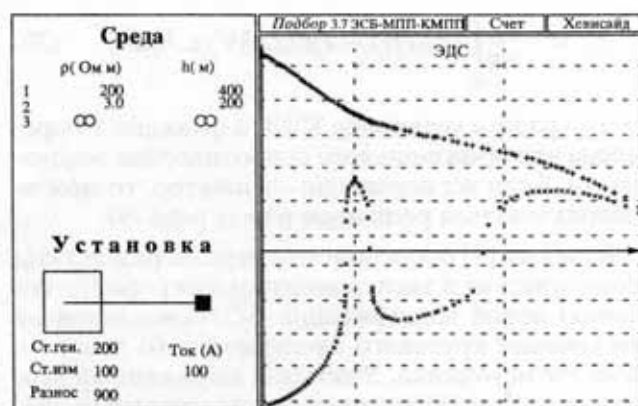


Рис. 5. Сравнение соосных и разнесенных зондирований.

лем (КЭД) и для краткости будем называть так и идеальный источник при неограниченном числе линий и реальную установку при конечном числе линий, хотя, в точности говоря, КЭД – двухполюсная установка, равномерно заземленная по двум бесконечно близким окружностям.

В связи со сложностью устройства такого источника (у нас, однако, на основе практического опыта есть основания для оптимизма) следует рассмотреть возможность регистрации гальванической составляющей поля линии путем суперпозиции наблюдений от отдельной линии при ее последовательном расположении под разными углами. Однако мы тут сталкиваемся с той проблемой, которая как раз и стимулировала наши поиски альтернативного неиндуктивного источника. Мы должны будем при каждом положении линии регистрировать преимущественно индуктивный, высокочастотный, генерализованный отклик с достаточной для суперпозиции точностью. Но

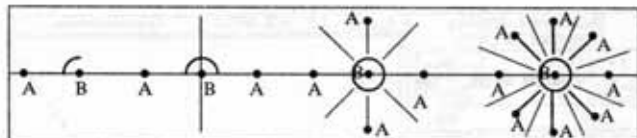


Рис. 6. От линии АВ к неиндуктивному источнику.

это та непростая инженерная задача, которая, увы, не всеми, не всегда решается успешно до сих пор и в стандартных модификациях индуктивной электроразведки.

Итак, поле идеального КЭД осесимметрично и на дневной поверхности горизонтально-слоистой среды можно фиксировать только одну компоненту — E_r (в квазистационарном приближении). Для практически важного случая с точечным центральным заземлением имеем:

$$E_r = -\frac{I\rho}{4\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) [1 - J_0(\lambda r_0)] V'_z(z, \lambda) d\lambda, \quad (20)$$

где r_0 — радиус установки КЭД, а функция V определена для произвольного сопротивления основания (6). Если же основание — изолятор, то можно воспользоваться решением в виде ряда (9).

В работе [7] были описаны первые результаты теоретических и экспериментальных работ по созданию новой модификации ЗС, основанной на применении кругового электрического диполя в качестве источника. Учитывая выраженный вертикальный характер токов под центральным электродом и циркуляцию токов в вертикальных плоскостях, предлагается определить новую мо-

дификацию как зондирования вертикальными токами (ЗВТ).

Сейчас наиболее перспективной методикой представляются площадные измерения магнитных компонент от закрепленной установки КЭД. Методика иллюстрируется на рис. 7. Здесь же представлены результаты математического моделирования. Понятно, что ставилась задача определения положения и размеров рудного тела по наблюдаемому на дневной поверхности полю. При фиксированном положении источника (КЭД) моделировались измерения по площади индукционным приемным датчиком. На представленной здесь же карте изолиний наблюдаемой э.д.с. неоднородность проявила себя достаточно определенно. В экстремумах, которые указывают положение торцов вытянутого тела, значения э.д.с. достигают 18 мкВ. Кривые становления имеют максимум в районе 2 мс. На этом времени и дана карта изолиний. Мы привели здесь результаты измерений вертикальной компоненты производной магнитной индукции, но неоднородность четко фиксируется и в горизонтальных компонентах. Эта методика была опробована достаточно успешно осенью 1995 г. на Украине (результаты будут представлены в другой публикации).

В приведенном примере КЭД рассматривался как источник с идеально осесимметричным распределением вводимого в среду тока. Реально же мы имеем конечный набор линий, истинные параметры (ток, длина и угол) которых различаются, что приводит к появлению остаточного магнитного поля. Мы изучали этот вопрос с помощью специально изготовленной процедуры для

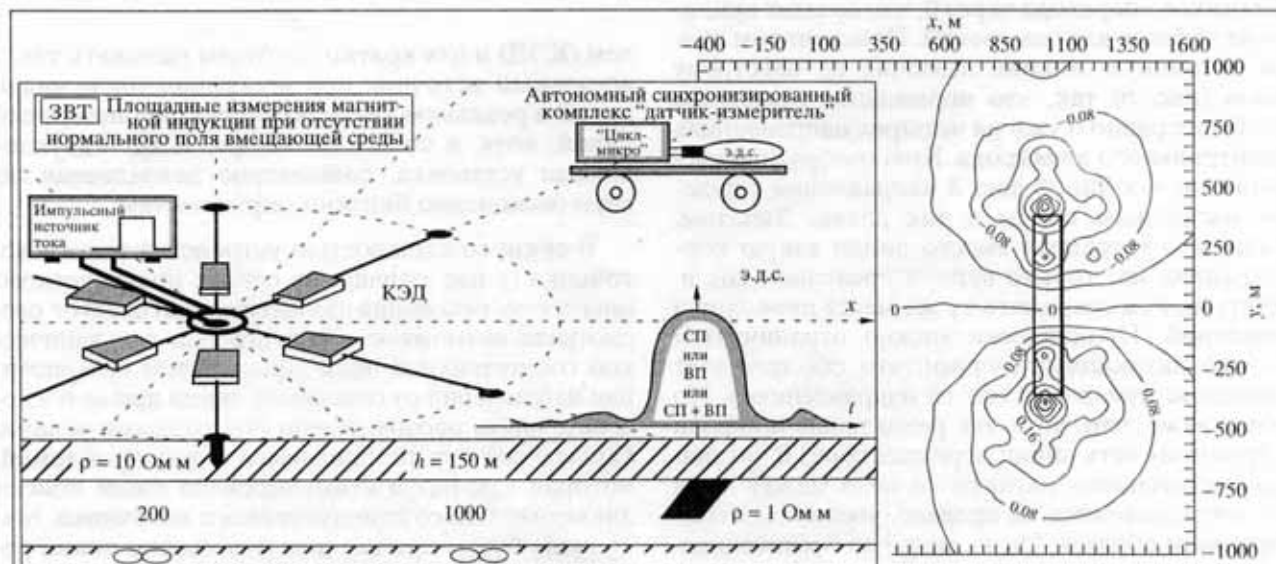


Рис. 7. Площадные измерения магнитной составляющей в ЗВТ. Объект — рудное тело во вмещающей среде. Карта изолиний наблюдаемой э.д.с. на времени 2 мс.

расчета устанавливающегося поля в горизонтально-слоистой среде от произвольного набора электрических линий. Такая процедура должна стать неперенным элементом математического обеспечения ЗВТ. Расчеты и первые эксперименты с установкой КЭД показали, что требования к точности установки длин, углов и токов можно разумными усилиями удовлетворить. В полевых экспериментах токи при весьма различных соотношениях заземлений уравнивались специально разработанным устройством.

Из других возможных применений КЭД следует обратить внимание на применение в морской электроразведке. Здесь неиндуктивный источник решает проблему влияния сильнопроводящей толщи морской воды.

Представляет интерес рассматривать круговой электрический диполь как наземный аналог вертикальной электрической линии, использование которой давно включено в практику электроразведки.

Несомненно, новые возможности дает применение неиндуктивного источника при изучении процессов ВП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одна из целей этой работы состояла в том, чтобы убедить читателя, что наметившаяся тенденция в электроразведке ЗС в сторону все более детального анализа электромагнитных процессов в реальной среде, привлечения неклассических подходов, должна сопровождаться усилиями по оптимизации приемно-питающих установок. Может быть, в этом никого убеждать и не нужно, но мы, к тому же, продемонстрировали и возможность такой оптимизации, построив источник с оптимизированной (в смысле компенсации влияния горизонтально-однородной структуры разреза) геометрии. Как раз такая оптимизация открывает новые возможности для экспериментальных исследований различных тонких эффектов.

Интересные перспективы открываются в связи с оптимизацией формы возбуждающего импульса. Если возможности в этом направлении

для традиционных источников ограничены ранней и промежуточной стадией процесса установления, то для неиндуктивного источника форма возбуждающего импульса весьма существенна на всех стадиях процесса установления.

Мы, однако, надеемся, что читатель не услышал в этой работе призыва к немедленному и широкому использованию неиндуктивного источника. Даже преодолев чисто технические трудности, мы сталкиваемся с более принципиальными вопросами. Прежде всего, это новые проблемы интерпретации, возникающие из-за разрушения прежней роли горизонтально-слоистой геоэлектрической модели. Если индуктивный источник (петля) "охотно" воспринимает геоэлектрический разрез как горизонтально-слоистый, то неиндуктивный источник в значительной мере игнорирует горизонтально-слоистую структуру и подчеркивает неоднородности, естественно, как искомые, так и все другие.

Автор выражает благодарность за чрезвычайно полезные обсуждения и дискуссии М.И. Эпову и А.К. Захаркину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шейнман С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикладная геофизика. М.: Гостехиздат, 1974. Вып. 9. С. 3–55.
2. Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.
3. Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм. М.: Недра, 1987. 235 с.
4. Тихонов А.Н., Скугаревская О.А. О становлении электрического тока в неоднородной среде. II // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1950. Т. XIV. № 4. С. 281–293.
5. Могилатов В.С. Об одном способе решения основной прямой задачи электроразведки ЗС // Геология и геофизика. 1993. № 3. С. 108–117.
6. Goldman M., Mogilatov V., Rabinovich M. Transient response of a homogeneous half space with due regard for displacement currents // Journ. of Applied Geophys. 1996. V. 37. P. 291–305.
7. Могилатов В.С., Балаилов Б.П. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1994. № 6. С. 73–79.