

- стационарности несущей частоты геомагнитных пульсаций типа $Pc - I$. - Геомагнетизм и аэрномия, 1974, т.14, № 3, с.512-515.
8. Гульельми А.В. МГД-волны в околоземной плазме. М., 1979. 139 с.
 9. Пудовкин М.И., Зайцева С.А., Фомина Е.М. Структура рекуррентных геоэффективных потоков солнечного ветра. - В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1979, вып.25, с.41-46.
 10. Виноградова В.Н. Каталог колебаний $Pc - I$. - В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. М., 1974, вып.34, с.110.
 11. Виноградова В.Н. Каталог колебаний $Pc - I$. - В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. М., 1972, вып.24, с.272.
 12. Виноградова В.Н. Каталог колебаний $Pc - I$. - В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. М., 1976, вып.39, с.234.
 13. King J.H. Interplanetary medium data. Maryland, 1975. 512 p.
 14. О методе определения температуры и концентрации горячей плазмы в области генерации "жемчужин" /Добеш К., Курчашов Ю.П., Троицкая В.А., Фейгин Ф.З., Флигель Д.С. - В кн.: Волновые процессы в приземной плазме. М., 1977, с.69-80.

УДК 550.837.81

А.А.Петров, С.М.Шейнманн

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОГРУЖЕННЫХ ТЕЛ

Расчеты аномальных полей на дневной поверхности, создаваемых погруженными телами правильной формы, проводились неоднократно. При решении задач о погруженных телах, находящихся в потенциальных полях, для учета действия поверхности раздела воздух - земля во многих случаях удобно рассматривать картину,

дополненную зеркальным изображением исходной модели. Зачастую аномальные поля в этом случае вычисляются простым суммированием полей, создаваемых действительными объектами и их изображениями без учета их взаимодействия [1-3]. Такой прием оправдан, когда объекты исследования залегают достаточно глубоко. В противном случае результаты могут быть заметно искажены.

При решении задач об установлении полей должна быть также учтена их зависимость от линейных размеров исследуемых тел [4]. Все это заставляет искать точные решения задач такого типа.

Один из точных способов решения основан на применении метода Шварца [5, 6], заключающегося в многократном последовательном удовлетворении граничных условий на действительных объектах и их изображениях. Этим методом может быть решен большой класс задач, но применяется он сравнительно редко из-за громоздкости выкладок. Представляется целесообразным, когда это возможно, использовать при решении подобных задач специальные системы координат, в которых границы изучаемых объектов и их изображения совпадают с координатными поверхностями этих систем. Примером таких координат могут служить бисферическая и бидлиндровая системы.

Расчеты полей, создаваемых телами неизометрической формы, всегда представляли большие затруднения. Некоторые задачи такого типа успешно могут быть решены с помощью алгоритма, разработанного авторами [7], основанного на решении интегральных уравнений.

Будем считать, что изучаемые тела поляризуются под действием на них однородного, параллельного дневной поверхности поля E_0 и что коэффициент поверхностной поляризации λ не зависит ни от силы тока, ни от местоположения на поверхности тела. В таких задачах потенциал электрического поля удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta U = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям на поверхности тел

$$U_1 - U_2 = \lambda \frac{\partial U_1}{\partial n}, \quad \sigma_1 \frac{\partial U_1}{\partial n} = \sigma_2 \frac{\partial U_2}{\partial n}, \quad (2)$$

где индекс 1 относится к вмещающей среде, а индекс 2 - к исследуемому телу; σ - электропроводность; n - внешняя нормаль к поверхности тела.

Погруженная сфера. Пусть проводящая сфера радиусом r_0 с электропроводностью σ_2 , центр которой находится на глубине h , расположена в полупространстве с электропроводностью σ_1 . Эта система с зеркальным изображением представлена на рис.1. Решение этой задачи будем искать в бисферической системе координат, которая так же приведена на рис.1.

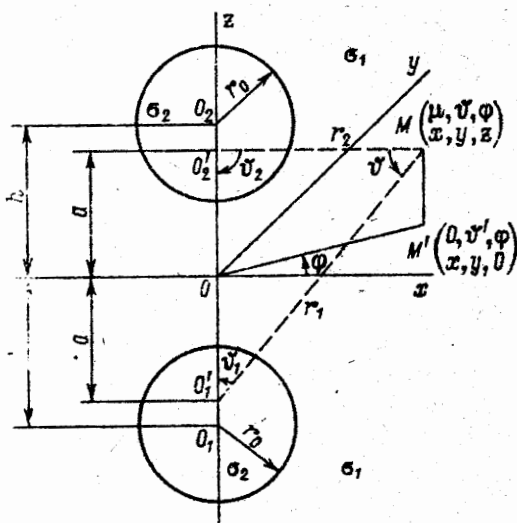


Рис.1.

$$\varphi = \arctg(y/x), \quad \mu = \ln(r_1/r_2), \quad \vartheta = \pi - \vartheta_1 - \vartheta_2.$$

Здесь параметр $\alpha = \sqrt{h^2 - r_0^2}$. Полное решение вне сферы будем искать в виде

$$U_1 = \sqrt{\text{ch} \mu - \cos \vartheta} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_n \text{ch} \frac{2n+1}{2} \mu - 2\sqrt{2} \alpha E_0 \exp\left(\frac{2n+1}{2} \mu\right) \right] P_n^1(\cos \vartheta), \quad (4)$$

а решение внутри сферы при $z < 0$ в виде

$$U_2 = \sqrt{\text{ch} \mu - \cos \vartheta} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} b_n \exp\left(\frac{2n+1}{2} \mu\right) P_n^1(\cos \vartheta), \quad (5)$$

где a_n и b_n — неопределённые коэффициенты; P_n^1 — присоединённая функция Лежандра первого рода.

Контур сферы в нижнем полупространстве соответствует координате $\mu = -\mu_0$:

$$\mu_0 = \ln \frac{h + \alpha}{r_0}. \quad (6)$$

Связь между бисферическими координатами μ , ϑ и φ и декартовыми координатами x , y и z представляется следующим образом:

$$\begin{aligned} z &= \frac{\alpha \text{sh} \mu}{\text{ch} \mu - \cos \vartheta}, \\ x &= \frac{\alpha \sin \vartheta \cos \varphi}{\text{ch} \mu - \cos \vartheta}, \\ y &= \frac{\alpha \sin \vartheta \sin \varphi}{\text{ch} \mu - \cos \vartheta}, \end{aligned}$$

уравни

$$a_n [2$$

$$- a_n$$

$$= 2\sqrt{2}$$

$$+ \alpha$$

$$b_n [2$$

$$- b_{n+1}$$

$$+ (2n$$

$$- \text{sh} \mu$$

В

где и

для ре

$$b_n = 0.$$

И

шения:

координ

тами μ

$$x = \frac{\alpha \sin \vartheta \cos \varphi}{\text{ch} \mu - \cos \vartheta}$$

с

Р. ЛИБИО

Введем обозначение $\alpha = \lambda/r_0$.

Граничные условия (2) позволяют построить две системы уравнений для нахождения неизвестных коэффициентов a_n и b_n :

$$\begin{aligned} a_n \left[2 \operatorname{sh} \mu_0 \operatorname{ch} \frac{2n+1}{2} \mu_0 + \alpha \left(\operatorname{sh} \mu_0 \operatorname{ch} \frac{2n+1}{2} \mu_0 + (2n+1) \operatorname{ch} \mu_0 \operatorname{sh} \frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) \right] - \\ - a_{n-1} \alpha (n-1) \operatorname{sh} \frac{2n-1}{2} \mu_0 - a_{n+1} \alpha (n+2) \operatorname{sh} \frac{2n+3}{2} \mu_0 - b_n 2 \operatorname{sh} \mu_0 \exp \left(-\frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) = \\ = 2\sqrt{2} \alpha E_0 \left\{ \left[2 \operatorname{sh} \mu_0 - \alpha \left((2n+1) \operatorname{ch} \mu_0 - \operatorname{sh} \mu_0 \right) \right] \exp \left(-\frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) + \right. \\ \left. + \alpha (n-1) \exp \left(-\frac{2n-1}{2} \mu_0 \right) + \alpha (n+2) \exp \left(-\frac{2n+3}{2} \mu_0 \right) \right\}; \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_n \left[(2n+1) \operatorname{ch} \mu_0 - \operatorname{sh} \mu_0 \right] \exp \left(-\frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) - b_{n-1} (n-1) \exp \left(-\frac{2n-1}{2} \mu_0 \right) - \\ - b_{n+1} (n+1) \exp \left(-\frac{2n+3}{2} \mu_0 \right) = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left\{ a_{n-1} (n-1) \operatorname{sh} \frac{2n-1}{2} \mu_0 - a_n \left(\operatorname{sh} \mu_0 \operatorname{ch} \frac{2n+1}{2} \mu_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + (2n+1) \operatorname{ch} \mu_0 \operatorname{sh} \frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) + a_{n+1} (n+2) \operatorname{sh} \frac{2n+3}{2} \mu_0 - 2\sqrt{2} \alpha E_0 \left[\left((2n+1) \operatorname{ch} \mu_0 - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \operatorname{sh} \mu_0 \right) \exp \left(-\frac{2n+1}{2} \mu_0 \right) - (n-1) \exp \left(-\frac{2n-1}{2} \mu_0 \right) - (n+2) \exp \left(-\frac{2n+3}{2} \mu_0 \right) \right] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

В случае $\sigma_2 \gg \sigma_1$ приближенно можно положить $U_2 = 0$. Тогда из граничных условий (2) останется только первое; для решения достаточно использовать систему (7), положив в ней $b_n = 0$.

Цилиндрическая горизонтально расположенная галезь. Для решения этой задачи удобно применить бицилиндрическую систему координат (см. рис. 1). Связь между бицилиндрическими координатами μ и ϑ и декартовыми x и z следующая:

$$x = \frac{a \sin \vartheta}{\operatorname{ch} \mu - \cos \vartheta}, \quad z = \frac{a \operatorname{sh} \mu}{\operatorname{ch} \mu - \cos \vartheta}, \quad \mu = \frac{1}{2} \ln \frac{x^2 + (z+a)^2}{x^2 + (z-a)^2},$$

$$\vartheta = \frac{i}{2} \ln \frac{(x-ia)^2 + z^2}{(x+ia)^2 + z^2}. \quad (9)$$

Соотношение $\sigma_2 \gg \sigma_1$ в реальных условиях выполняется довольно часто, поэтому сразу положим $U_2 = 0$. Потенциал U_1 бу-

дем искать в виде

$$U_1 = \sum_{n=1}^{\infty} [\alpha_n \operatorname{ch} n \mu - b_n(\mu) E_0 a] \sin n \nu, \quad (10)$$

где $b_n(\mu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} ((\sin y \sin ny) / (\operatorname{ch} \mu - \cos y)) dy. \quad (11)$

Подставив выражение (10) в граничное условие (2), получим как и прежде, бесконечную трехдиагональную систему для нахождения неизвестных коэффициентов α_n :

$$\alpha_n \operatorname{ch} n \mu_0 (\operatorname{sh} \mu_0 - \alpha \operatorname{ch} \mu_0) + \alpha_{n-1} \alpha \operatorname{ch} (n-1) \mu_0 + \alpha_{n+1} \alpha \operatorname{ch} (n+1) \mu_0 = E_0 \alpha b_n(\mu_0) (1 - \alpha) \operatorname{sh} \mu_0. \quad (12)$$

Параметры α , μ_0 и α здесь имеют тот же смысл, что и в предыдущей задаче.

Для оценки интенсивности поля поляризации требуется знать величину поляризуемости

$$\eta = \frac{E^{(\lambda)} - E^{(0)}}{E^{(0)}}, \quad (13)$$

где $E^{(\lambda)}$ — напряженность электрического поля в окрестности поляризуемого тела; $E^{(0)}$ — напряженность электрического поля в той же точке при отсутствии поляризации. Для расчетов η на дневной поверхности достаточно знать горизонтальные компоненты полей.

Решение бесконечных трехдиагональных систем (7) и (12) легко получается методом усечения, после чего не вызывает трудностей и вычисление поляризуемости. Поляризуемость как функция x/r_0 в рассмотренных двух задачах однозначно определяется параметрами α и r_0/h .

Сплошное тело, выходящее под углом. Рассмотрим двумерную задачу о поляризуемом теле, выходящем на плоскую границу между рыхлыми отложениями и коренной породой (рис.2). Условимся, что среды ① (воздух) и ③ (коренная порода) не проводят электричества; среда ② (рыхлые отложения) — несовершенный проводник ($0 < \sigma < \infty$); среда ④ (поляризуемое тело) — совершенный проводник ($\sigma = \infty$).

При расчетах полей в этой задаче воспользуемся очевидной возможностью замены сложной картины более простой, показанной на рис.3. На нем среды ① и ③ — изоляторы, среда ② — несовершенный проводник, а пластинка АВ — тело, эквивалентное по своему действию поверхности тела ④, показанного на рис.2. На рис.3,

кроме того, показан выбор системы координат xy и главные пространственные параметры: мощность рыхлых отложений h и поперечник выхода тела под наносом $2a$. Пластина AB поляризуется под действием первичного однородного поля E_0 .

①



②

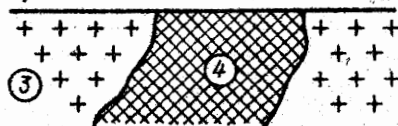


Рис. 2.

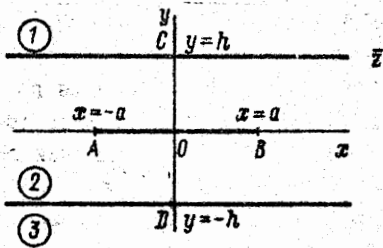


Рис. 3.

Отобразим плоскость комплексного переменного $\bar{z} = x + iy$ на плоскость $\zeta = re^{i\varphi}$ так, чтобы верхняя и нижняя стороны отрезка AB отразились на две симметричные дуги $-\varphi_0 < \varphi < \varphi_0$ и $\pi - \varphi_0 < \varphi < \pi + \varphi_0$ единичной окружности $\zeta = e^{i\varphi}$. Это достигается при азовании

$$\zeta = \left(\operatorname{ch} \frac{\pi \bar{z}}{2h} \pm \sqrt{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi \bar{z}}{2h} - \operatorname{ch}^2 \frac{\pi a}{2h}} \right) \left(\operatorname{ch} \frac{\pi a}{2h} \right)^{-1}, \quad (14)$$

в котором используются оба алгебраических значения квадратного корня: при $y > 0$ берется знак плюс перед корнем и при $y < 0$ — знак минус. Преобразование (14) отображает правую полуплоскость \bar{z} на правую полуплоскость ζ . Его можно распространить на всю плоскость \bar{z} и ζ , допустив, что изменение знака x сопровождается заменой φ на $\pi - \varphi$. В этом случае точки A и B отображаются на единичной окружности в плоскости ζ в точки с координатами $\varphi = \pi$ и $\varphi = 0$, точки C и D — в точки с координатами $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = -\pi/2$. Точки $(y = +0, x = +0)$, $(y = +0, x = -0)$, $(y = -0, x = -0)$ и $(y = -0, x = +0)$ принимают соответственно значения $\varphi = \varphi_0$, $\pi - \varphi_0$, $\pi + \varphi_0$ и $-\varphi_0$. Здесь $\varphi_0 = \arccos \{ 1/\operatorname{ch} [\pi a (2h)^{-1}] \}$.

Симметрия задачи определяется симметрией анодной и катодной поляризации проводника. Поскольку целью расчета является оценка величины поляризации, но не ее детальное вычисление, то такую симметрию можно допустить.

На прямых $y = \pm h$ в плоскости \bar{z} производная потенциала по нормали к поверхности раздела воздух - земля $\partial U / \partial y$ равна нулю, следовательно, на полупрямых $r > 1, \varphi = \pm \pi/2$ равна нулю $\partial U / \partial \varphi$. Это свойство электрического поля позволяет рассматривать отдельно его правую и левую половины. Для упрощения решения можно положить потенциал U симметричным на окружности не только относительно оси $\varphi = \frac{0}{\pi}$, но и относительно оси $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и удовлетворить тем самым требованию $\partial U / \partial \varphi = 0$ при $\varphi = \pm \pi/2$.

Выберем в качестве нормального потенциала потенциал однородного поля $E_0: U_0 = -E_0 x$. Тогда из граничного условия (2) получим граничное условие для аномального потенциала

$$U_a(\varphi) = G(\varphi) \frac{\partial U_a}{\partial r}(\varphi) + F(\varphi), \quad r = 1, \quad (15)$$

$$\text{где } G(\varphi) = \begin{cases} \frac{\lambda}{a} \frac{\pi}{2} \frac{a}{h} \frac{\sqrt{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_0}}{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi}}, & \varphi \in C = (-\varphi_0, \varphi_0) \cup (\pi - \varphi_0, \pi + \varphi_0) \\ 0, & \varphi \in C^c \end{cases} \quad (16)$$

$$F(\varphi) = \begin{cases} E_0 \frac{2h}{\pi} \ln \left(\frac{\cos \varphi \pm \sqrt{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_0}}{\cos \varphi_0} \right), & \varphi \in C, \\ 0, & \varphi \in C^c. \end{cases} \quad (17)$$

Знаки плюс и минус в выражении (17) выбираются в соответствии со знаками перед квадратным корнем в выражении (14).

Граничное условие (15) позволяет применить к нему упомянутый в начале статьи алгоритм, основанный на решении интегральных уравнений. На дневной поверхности ($y = h$)

$$E^{(a)} = E_0 - \frac{\pi}{2h} \frac{\sqrt{(r^2-1)^2 + 4r^2 \cos^2 \varphi_0}}{r^2 + 1} r \frac{\partial U_a}{\partial r}, \quad r > 1, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (18)$$

В случае неполяризуемого тела граничное условие для полного потенциала $U^{(0)}$ имеет вид

$$U^{(0)} = 0. \quad (19)$$

Решением этой задачи с учетом замечания о симметрии поля и о роли полупрямых $r > 1, \varphi \pm \pi/2$ в правой полуплоскости будет

$$U^{(0)} = -E_0 \frac{2h}{\pi} \ln r. \quad (20)$$

На дневной поверхности

$$E^{(0)} = E_0 \frac{\sqrt{(r^2-1)^2 + 4r^2 \cos^2 \varphi_0}}{r^2 + 1}, \quad r > 1, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (21)$$

Для оценки интенсивности поля поляризации найдем выражение для поляризуемости η (13). Обозначив $U^* = \pi(2h)^{-1} U_a(E_0)^{-1}$,

подставим выражения (18), (21) в формулу (13) и получим

$$\eta = -r \frac{\partial U^*}{\partial r} + \frac{r^2 + 1}{\sqrt{(r^2 - 1)^2 + 4r^2 \cos^2 \varphi_0}}, \quad r > 1, \quad \varphi = \pi/2. \quad (22)$$

В этом выражении функция η однозначно определяется параметрами λ/a и a/h .

Прежде чем перейти к обсуждению результатов расчетов, рассмотрим вопрос о подобии полей.

Во всех рассмотренных задачах, когда электропроводность поляризуемого тела намного превышает электропроводность вмещающей среды, поляризуемость η определяется параметром вида $\alpha = \lambda/l$ (l - характерный размер) и параметром, определяющим геометрию модели.

Параметр α в двух средах сохраняется неизменным, если зависимость λ от времени в них одинакова и изменение масштаба при сохранении геометрического подобия среды сопровождается пропорциональным изменением λ .

Таким образом, необходимое и достаточное условие подобия полей в двух геометрически подобных средах ① и ②

$$\alpha_1(\bar{t}) = \alpha_2(\bar{t}). \quad (23)$$

Результаты расчетов. Разобранные решения позволили составить программы для вычисления поляризуемости тел, обладающих высокой электропроводностью. Расчеты проводились для трех соотношений размеров и глубины залегания тел. Для сферы и цилиндра - $r_0/(h-r_0) = 1,5; 1,0; 0,5$ (см. рис.1) и для тела, выходящего под наносы, - $\alpha/h = 1,5; 1,0; 0,5$ (см. рис.3)

На рис.4 для погруженной сферы (а) и для цилиндрической залежи (б) приведены зависимости поляризуемости $\eta_{эп}$ от $\alpha = \lambda/r_0$ в эпицентре. На рис.4, в показаны аналогичные зависимости $\eta_{эп}$ для тела, выходящего под наносы. Как видно из рисунка, характер зависимости $\eta_{эп}$ от α для всех трех случаев одинаков. Величина $\eta_{эп}$ для сферы всегда меньше, чем для цилиндра. Поляризуемость для тела, выходящего под наносы, в большей степени зависит от относительной мощности наносов.

Следует подчеркнуть принципиальное различие параметра $\alpha = \lambda/r_0$ для первых двух задач и параметра $\alpha = \lambda/a$ для третьей задачи. При одном и том же веществе, слагающем проводящее тело, и одной и той же электропроводности вмещающих пород параметр α в первом случае определяется размером тела, т.е. ха-

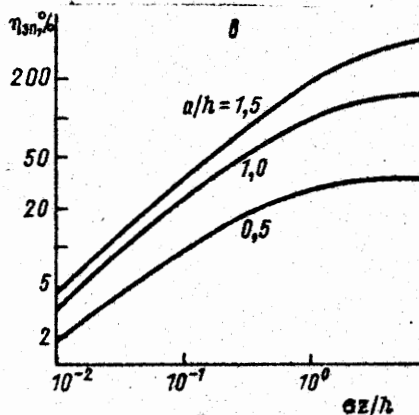
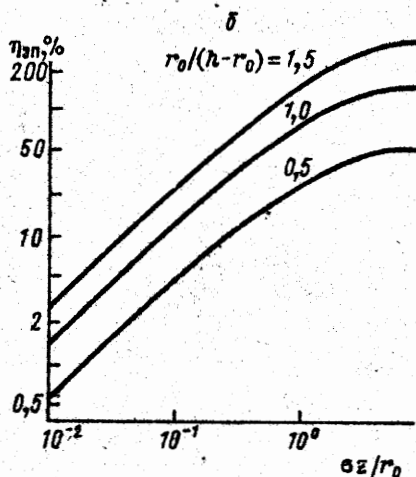
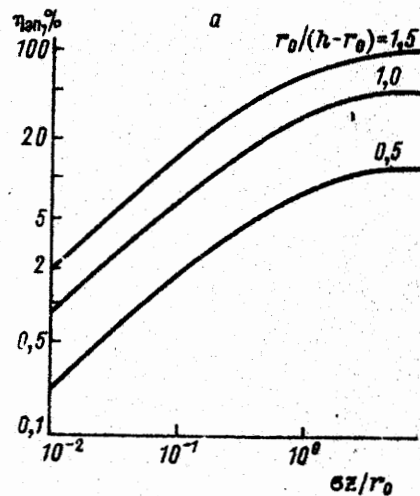


Рис. 4.

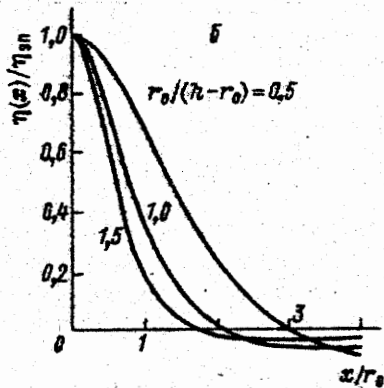
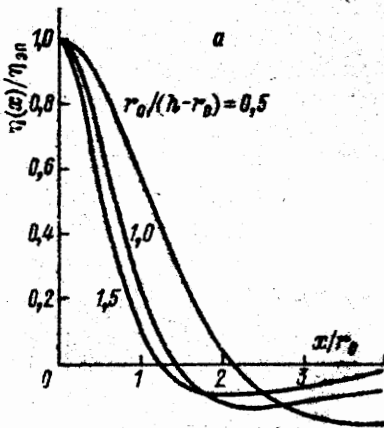
наблюдения в зависимости от α невелики. На рис. 5 представлены графики, показывающие изменения η вдоль центрального профиля ($y = z = 0$) для сферы (α), цилиндрической залежи (β) и тела, выходящего под наносы (δ), при трех отношениях между размером тела и глубиной его залегания.

Близи тел характер кривых для трех разобранных задач одинаков. Уменьшение относительной глубины влечет более медленный спад поляризуемости. В случае тела, выходящего под наносы, зна-

рактизует отношение объема тела к его поверхности. Во втором случае зависит лишь от размера поверхности, выходящей под наносы, и с объемом тела и его полной поверхностью этот параметр не связан.

Таким образом, небольшие запасы проводящего минерала могут создать заметный эффект поляризации.

Относительные изменения характера поведения кривых поляризуемости вдоль профиля



чения поляризуемости всегда положительны. При измерениях над сферой или цилиндром наблюдается переход к отрицательной поляризуемости. Этот переход так же, как и при решении аналогичных задач без учета действия дневной поверхности, наблюдается над сферой при угле $\vartheta \approx 54,5^\circ$ (широтный угол сферической системы координат, связанной с центром одиночной сферы) и над цилиндром при угле $\varphi = 45^\circ$ (полярная система координат).

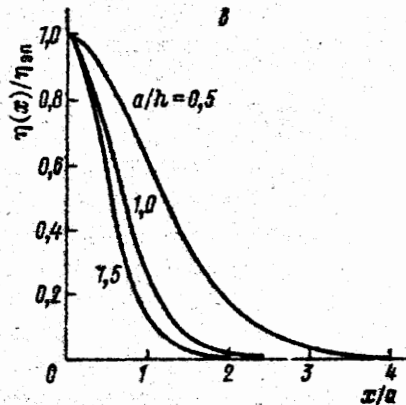


Рис. 5.

Сравним на примере цилиндра значения η , полученные при строгом решении задачи и с помощью удвоения результатов в задаче о теле в однородном пространстве.

В случае решения, полученного удвоением, выражение для η выглядит следующим образом:

$$\eta = - \frac{4[\alpha/(1+\alpha)](r_0/r)^2 \cos 2\varphi}{1 + 2(r_0/r)^2 \cos 2\varphi} \quad (24)$$

где r и φ — полярные координаты. В таблице представлены отношения поляризуемостей, рассчитанных строго, к полученным по формуле (24) для эпицентра ($r=h$, $\varphi=\pi/2$) при разных значениях α и $r_0/(h-r_0)$. Как видно из нее, ошибки при расчетах η с помощью удвоения могут достигать в зависимости от глубины залегания тела и от параметра α весьма большой величины. В тех случаях, когда есть возможность точного учета влияния дневной поверхности, пренебрегать ею не следует.

$r_0/(h-r_0)$ \ α	0,01	0,1	1	10
1,5	0,55	0,58	0,67	0,75
1,0	0,77	0,79	0,86	0,92
0,5	0,93	0,93	0,96	0,99
0,2	0,98	0,99	0,99	1,00

Итак, составлены алгоритмы точного (в смысле численной реализации на ЭВМ) решения задач о погруженной сфере, цилиндрической горизонтально расположенной залежи и хорошо проводящего тела, выходящего под наносы, в первично однородном поле.

Наличие зависимости поляризации не только от вещественного состава и геометрии сред, но и от абсолютного размера электропроводящих тел заставляет особенно осторожно выбирать эти параметры при лабораторных исследованиях и их дальнейшем использовании, чтобы удовлетворить принципу подобия полей.

Наличие у исследуемых тел особенностей формы поверхности (типа разрыва нормальной производной) может привести к созданию заметного эффекта поляризации и при малых количествах поляризуемого вещества.

Сопоставление точных решений с приближенными, полученными удвоением аномального поля, показывает, что применение последних может привести к существенным искажениям результатов счета.

Указатель литературы

1. Заборовский А.И. Электроразведка. М., 1963. 424 с.
2. Григорьева Н.П. Сравнение аномалий ρ_x над проводящей сфе-

р
Г
Т.
3. О
оч
19
4. Ша
те
ве
5. Ка
ан
6. Сэл
чес
7. Пет
для
сер

УДК 550

ИСПОЛЬЗ
ПРИ ПОС

В
ми зада
ставятс
изучени
состава
вания, л
оморазв
ные зада
процессе
некоторь
той или
представ

- рой для различных установок метода постоянного тока. - В кн.: Геофизическая разведка рудных месторождений. Л., 1953, с. 83-122.
3. Ogata S., Ogawa I., Sasaki S., Muraayama N. The IP -effect over a buried sphere. - *Butsuri-Tanko (Geophys. Explor.)*, 1974, vol. 27, № 2, p. 12-15.
 4. Щаповалов О.М. Экспериментальное изучение переходных характеристик вызванной поляризации. - *Методика и техника разведки*, 1972, № 81, с. 15-21.
 5. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. М., Л., 1952. 695 с.
 6. Семенов А.С. Электроразведка методом естественного электрического поля. Изд. 3-е, перераб. и доп. Л., 1980. 446 с.
 7. Петров А.А. Способ расчета полей поверхностной поляризации для двумерных тел бесконечной проводимости. - *Изв. АН СССР, сер. Физика Земли*, 1980, № 9, с. 78-89.

УДК 550.834

А.В. Гроссгейм, А.Д. Диванцова,
Ю.И. Димбах, В.П. Синиченко

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЭФФЕКТИВНОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ЛИТОФИЗИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ

В настоящее время перед геофизиками наряду с традиционными задачами построения структурных карт отдельных горизонтов ставятся более сложные задачи детального расчленения разрезов, изучения зон выклинивания, определения литолого-фациального состава пород и т.д. В частности, задача поисков зон выклинивания, перспективных в нефтегазовом отношении, методами сейсморазведки, стояла перед авторами настоящей статьи. Эти сложные задачи решаются путем обработки экспериментальных данных в процессе их интерпретации. Всякая интерпретация опирается на некоторые модели, являющиеся идеализированными абстракциями, с той или иной подробностью и достоверностью отображающие наши представления об изучаемом явлении. Сложность и детальность ис-