

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра Геофизики

Магнитотеллурическое зондирование

в присутствии прямоугольного анизотропного включения

название темы выпускной квалификационной работы полужирным шрифтом

АВТОРЕФЕРАТ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЫ

Студента 6 курса 631 группы

направления (специальности) 020302 Геофизика

код и наименование направления

(специальности)

геологического факультета Саратовского

национального исследовательского государственного университета имени

Н.Г. Чернышевского

наименование факультета, института, колледжа

Худина Александра Викторовича

фамилия, имя, отчество

Научный руководитель

доктор физ.-мат. наук, профессор В. П. Губатенко

должность, уч. степень, уч. Звание, дата подпись

инициалы, фамилия

Заведующий кафедрой

кандидат геол.-мин. наук, доцент Е.Н. Волкова

должность, уч. степень, уч. звание дата, подпись

инициалы, фамилия

Саратов 2016 год

ВВЕДЕНИЕ

В теории электроразведки доминирует квазистационарная модель электромагнитного поля, не учитывающая влияние токов смещения. Действительно, с увеличением глубины исследования возрастает роль низкочастотных колебаний и токи проводимости существенно превышают токи смещения. Вместе с тем, в сильно неоднородных средах проявляется эффект Максвелла-Вагнера, в соответствии с которым эффективная диэлектрическая проницаемость зависит от частоты и принимает аномально большие значения на низких частотах. Поэтому представляет интерес исследование этого эффекта для различных геоэлектрических моделей. Решение этой задачи является целью настоящей дипломной работы.

Для выполнения этой цели были решены следующие задачи:

1. Поставлена и решена двумерная задача о падении плоской H -поляризованной волны на слой, подстилаемый изолятором и содержащим прямоугольное анизотропное включение, учитывающее токи смещения.
2. Рассчитаны и построены кривые кажущегося сопротивления и фазовые кривые магнитотеллурических зондирований для решенной двумерной задачи для различной мощности слоя.
3. Для той же модели рассчитаны и построены кривые магнитотеллурического профилирования для различных значений частот.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Пусть плоская H -поляризованная волна с компонентами поля E_x , H_y , изменяющимися по гармоническому закону с круговой частотой ω , вертикально падает из верхнего полупространства ($z < 0$) с электропроводностью $\sigma = 0$ на подстилаемый изолятором слой мощности h с

электропроводностью σ^e и прямоугольным включением ширины $2l$, заполненным анизотропной одноосной средой с вертикальными по отношению к слою плоскостями напластования (рисунок 1)

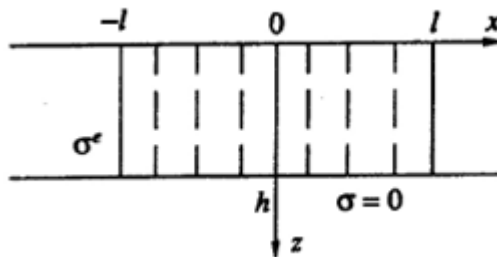


Рисунок 1 Двумерная модель проводящего слоя,
подстилаемого изолятором

(плоскости напластования на рисунке условно изображены пунктирными линиями). Будем считать, что комплексный тензор проводимости $\hat{\sigma} = \{\check{\sigma}_\tau, \check{\sigma}_n\}$ анизотропного включения имеет вид

$$\check{\sigma}_n(\omega) = \frac{\check{\sigma}_1 \check{\sigma}_2}{\alpha \check{\sigma}_2 + (1 - \alpha) \check{\sigma}_1}, \quad (1)$$

$$\check{\sigma}_\tau(\omega) = \alpha \check{\sigma}_1 + (1 - \alpha) \check{\sigma}_2,$$

где

$$\check{\sigma}_1 = \sigma_1 - i\omega\epsilon_1; \quad \check{\sigma}_2 = \sigma_2 - i\omega\epsilon_2; \quad 0 \leq \alpha \leq 1; \quad \sigma_1 > 0; \quad \sigma_2 > 0; \quad \epsilon_1 > 0; \quad \epsilon_2 > 0;$$

$\check{\sigma}_\tau, \check{\sigma}_n$ – комплексные электропроводности вдоль и в крест напластования соответственно. Такая зависимость тензора $\hat{\sigma}$ от частоты ω определяет усредненную (кажущуюся, эффективную) проводимость периодической системы двух параллельных пропластков толщиной $d = d_1 + d_2$ с проводимостями σ_1, σ_2 и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1, ϵ_2 , где $\alpha = d_1/d_2$ при стремлении периода $d = d_1 + d_2$ структуры к нулю. Применительно к данному случаю система прослоек простирается вдоль оси OY параллельно поверхностям раздела $x = \pm l$, отделяющим однородный

слой от прямоугольного включения. Рассматриваемая модель соответствует прямоугольному включению с развитой системой вертикальных трещин.

В принятой на рисунке 1 прямоугольной декартовой системе координат для компоненты H_y , возбуждаемой плоской Н-поляризованной волной сформулирована следующая задача: найти компоненту H_y , электромагнитного поля, удовлетворяющую дифференциальным уравнениям в частных производных 2-го порядка

$$\frac{\partial^2 H_y^e}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y^e}{\partial x^2} + i\omega\mu_0\sigma^e H_y^e = 0, \quad |x| > l, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 H_y^i}{\partial z^2} + \frac{\check{\sigma}_n}{\check{\sigma}_\tau} \frac{\partial^2 H_y^i}{\partial x^2} + i\omega\mu_0\check{\sigma}_n H_y^i = 0, \quad |x| < l, \quad (3)$$

краевым условиям

$$H_y = 2H^0 \Big|_{z=0}, \quad H_y = 0 \Big|_{z=h} \quad (4)$$

и условиям сопряжения

$$H_y^e = H_y^i \Big|_{x=\pm l}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sigma^e} \frac{\partial H_y^e}{\partial x} = \frac{1}{\check{\sigma}_\tau} \frac{\partial H_y^i}{\partial x} \Big|_{x=\pm l}, \quad (6)$$

где компоненты H_y^e, H_y^i – компоненты H_y напряженности магнитного поля в областях $|x| > l$ и $|x| < l$ соответственно; H^0 – амплитуда напряженности магнитного поля падающей на слой Н- волны. Очевидно также, что компонента H_y четна по переменной x , и поэтому для решения задачи (2)-(6) ее можно рассмотреть только в области $x \geq 0$.

Компоненты E_x и E_y напряженности электрического поля определяются выражениями

$$\begin{aligned} E_x^e &= \frac{1}{\sigma^e} \frac{\partial H_y^e}{\partial z}, & E_x^i &= \frac{1}{\tilde{\sigma}_n} \frac{\partial H_y^i}{\partial z}, \\ E_z^e &= \frac{1}{\sigma^e} \frac{\partial H_y^e}{\partial x}, & E_z^i &= -\frac{1}{\tilde{\sigma}_\tau} \frac{\partial H_y^i}{\partial x}. \end{aligned} \quad (7)$$

Метод решения поставленной задачи основан на представлении поля в виде суммы нормального и аномального полей. Оставляя в стороне математические выкладки, запишем окончательные выражения для поперечного импеданса $Z_{xy} = E_x / H_y$ на поверхности $z=0$:

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \begin{cases} Z_{xy}^e |x| > l, \\ Z_{xy}^i |x| < l, \end{cases} \\ Z_{xy}^e &= \frac{k_e}{\sigma^e} \operatorname{cth}(k_e h) - \frac{2\pi^2}{\sigma^e h^3} \times \sum_{m=1}^{\infty} \left[m^2 \left(\frac{1}{(\lambda_m^i)^2} - \frac{1}{(\lambda_m^e)^2} \right) \frac{\exp(\lambda_m^e (|x| - l))}{1 - \frac{\lambda_m^e \tilde{\sigma}_\tau \operatorname{cth}(\Lambda \lambda_m^i l)}{\Lambda \lambda_m^i \sigma^e}} \right], \\ Z_{xy}^i &= \frac{k_n}{\tilde{\sigma}_n} \operatorname{cth}(k_n h) - \frac{2\pi^2}{\tilde{\sigma}_n h^3} \times \sum_{m=1}^{\infty} \left[m^2 \left(\frac{1}{(\lambda_m^i)^2} - \frac{1}{(\lambda_m^e)^2} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\lambda_m^e \tilde{\sigma}_\tau}{\Lambda \lambda_m^i \sigma^e} \frac{\operatorname{ch}(\Lambda \lambda_m^i x)}{\operatorname{sh}(\Lambda \lambda_m^i l) \left[1 - \frac{\lambda_m^e \tilde{\sigma}_\tau \operatorname{cth}(\Lambda \lambda_m^i l)}{\Lambda \lambda_m^i \sigma^e} \right]} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $k_e = \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma^e}$; $k_n = \sqrt{-i\omega\mu_0\tilde{\sigma}_n}$; $\operatorname{Im}k_e > 0$, $\operatorname{Im}k_n > 0$; $\Lambda = \sqrt{\tilde{\sigma}_\tau / \tilde{\sigma}_n}$;

$$\lambda_m^e = \sqrt{\frac{m^2 \pi^2}{h^2} - i \omega \mu_0 \sigma^e}; \quad \lambda_m^i = \sqrt{\frac{m^2 \pi^2}{h^2} - i \omega \mu_0 \tilde{\sigma}_n}; \quad \text{Im} \lambda_m^e > 0, \quad \text{Im} \lambda_m^i > 0.$$

По этим формулам рассчитаны кривые кажущегося сопротивления ρ_{xy} , Ом·м и фазовые кривые φ_{xy} , град. магнитотеллурических зондирований в точке $x=0, z=0$. Расчет кривых проводился с помощью комплекса программ О2, разработанного В.П. Губатенко и А.А. Назаровым. Для расчета выбран проводящий слой с параметрами $h=1000$ м, $\sigma^e=1$ См/м, $\sigma_1=10^{-7}$ См/м, $\sigma_2=0.1$ См/м, $\alpha=10^{-4}$, $\epsilon_1=\epsilon_2=25\epsilon_0$, где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $l=10$ м, 50 м, 500 м. Кривые магнитотеллурических зондирований изображены на рисунках.2 – 7. По оси абсцисс отложены значения \sqrt{T} , где $T = \frac{1}{f}$ – период колебаний; f – частота. Синим цветом на всех рисунках дипломной работы изображены квазистационарные кривые, а красным – кривые, учитывающие токи смещения (диэлектрическую проницаемость).

Все кривые кажущегося сопротивления на рисунках.4,6, кроме кривых для $l=10$ м, характеризуются быстрой осцилляцией. Эти осцилляции появляются на достаточно высоких частотах (сотни герц), зависящих от параметров трещиноватой среды, однако при определенных условиях они попадают в рабочий диапазон периодов. С уменьшением ширины включения, начиная с $l=50$ м, уменьшается частота осцилляции ρ_{xy} и ее амплитуда. Точно также изменяются фазовые кривые с изменением ширины прямоугольного включения.

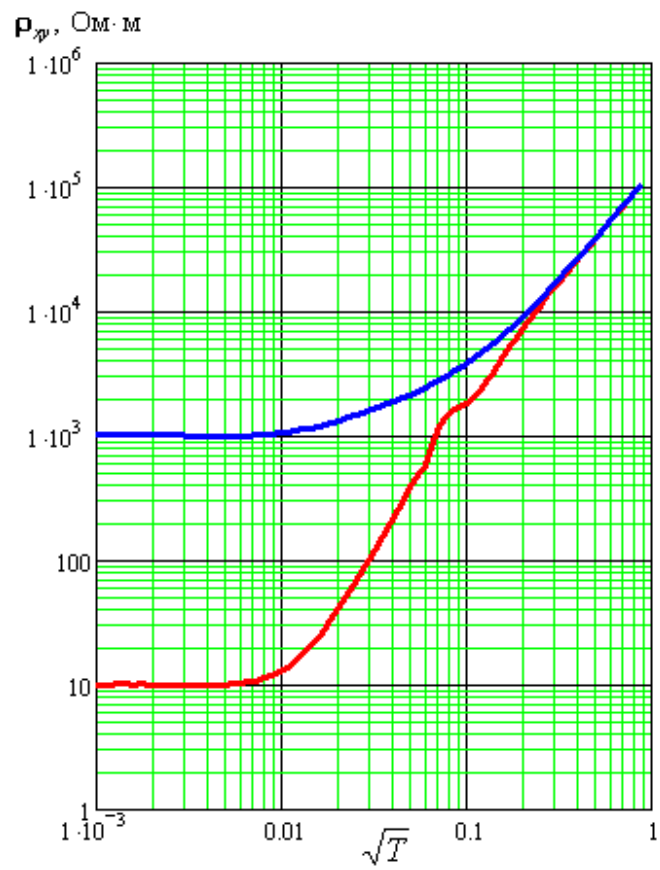


Рисунок 2 Кривые кажущегося сопротивления для $l = 10 \text{ м}$

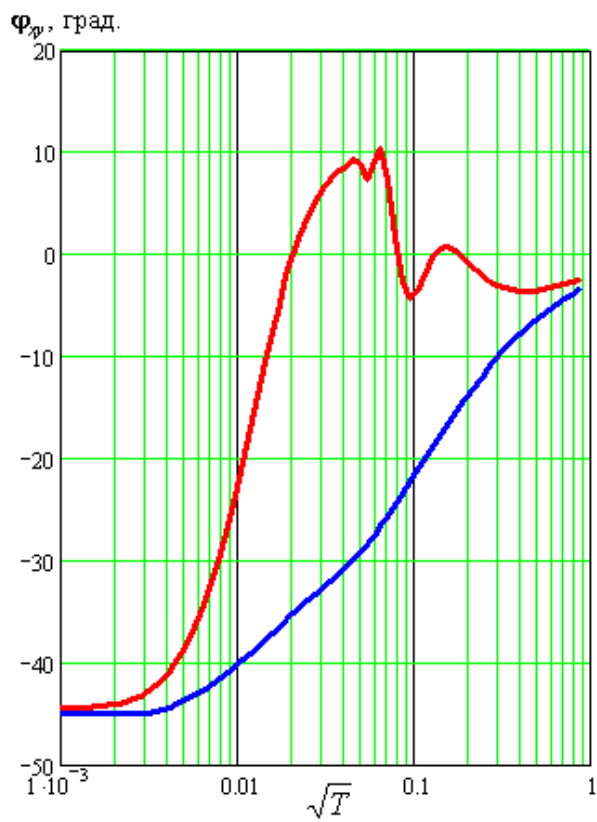


Рисунок 3 Фазовые кривые для $l = 10 \text{ м}$

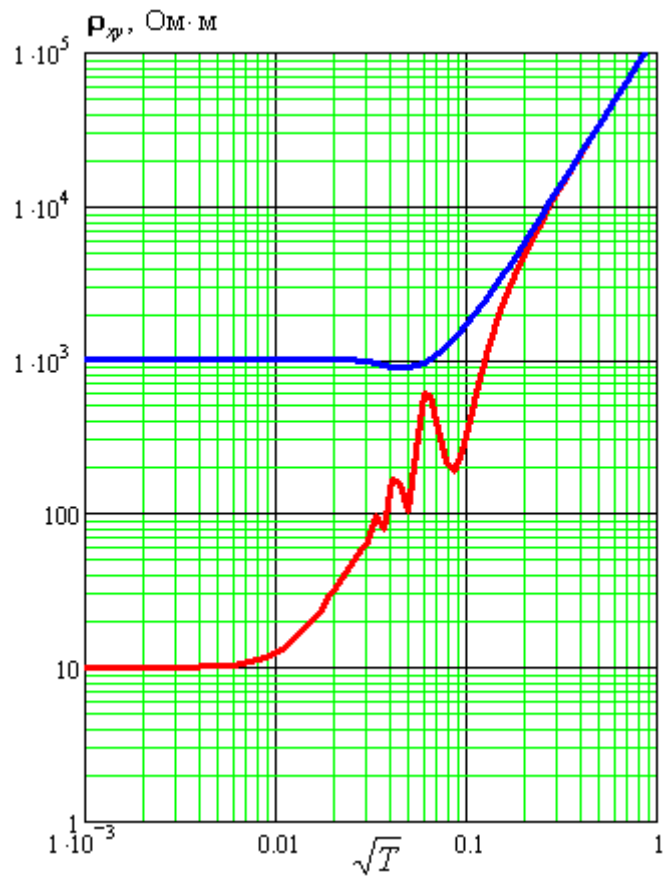


Рисунок 4 Кривые кажущегося сопротивления для $l = 50 \text{ м}$

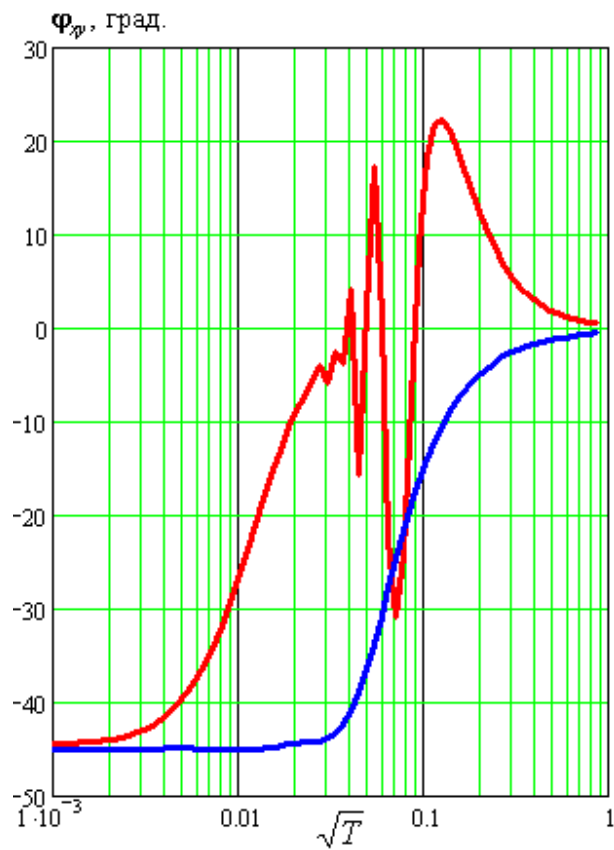


Рисунок 5 Фазовые кривые для $l = 50 \text{ м}$

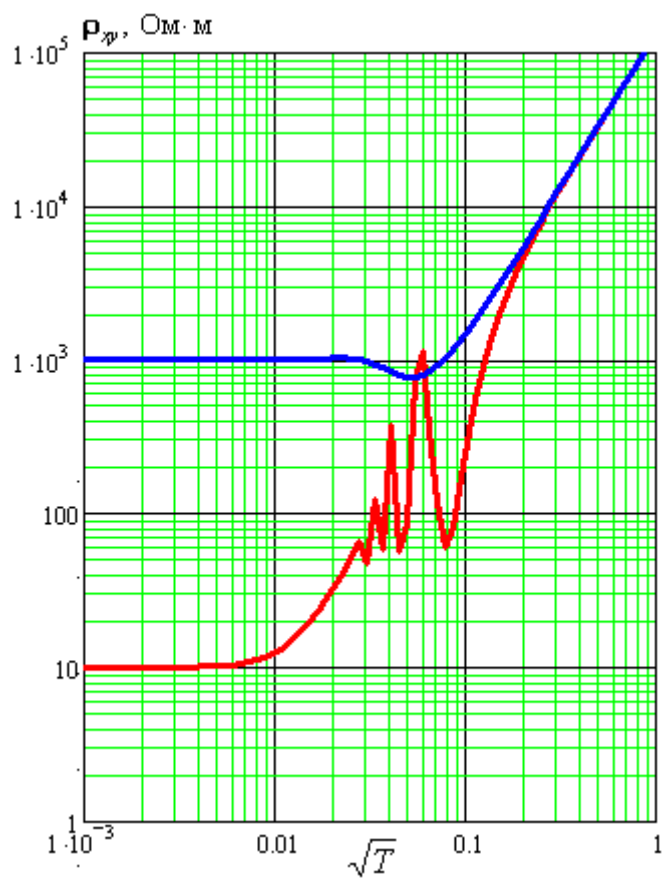


Рисунок 6 Кривые кажущегося сопротивления для $l = 500$ м

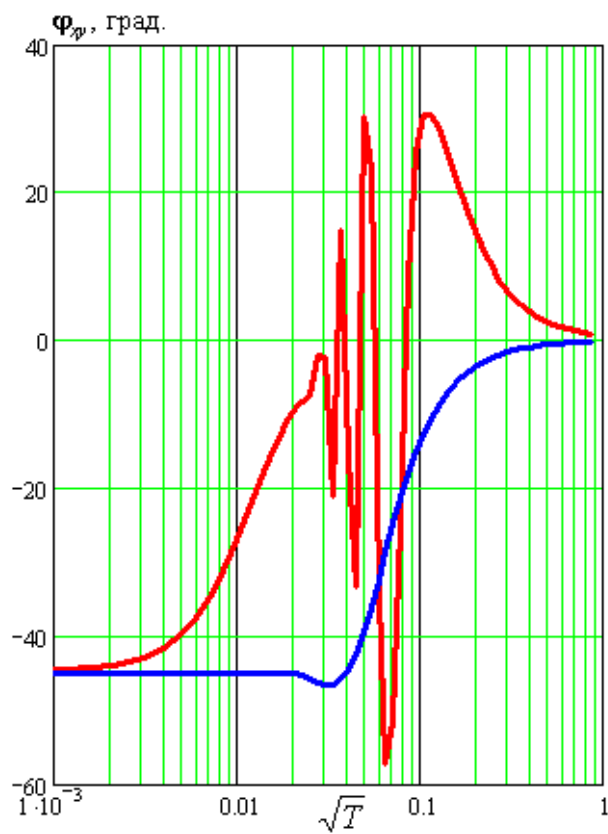


Рисунок 7 Фазовые кривые для $l = 500$ м

Кроме кривых магнитотеллурических зондирований рассчитаны кривые кажущегося сопротивления ρ_{xy} , Ом·м и фазовые кривые φ_{xy} , град. по профилю $0 \leq x \leq 1000$ м, $z = 0$ для того же геоэлектрического разреза и при $l = 500$ м. Кривые магнитотеллурического профилирования построены для четырех значений частоты: $f = 2500$ Гц, 625 Гц, 100 Гц, 25 Гц. На рисунках 8 и 9 изображены кривые магнитотеллурического профилирования для частоты $f = 100$ Гц.

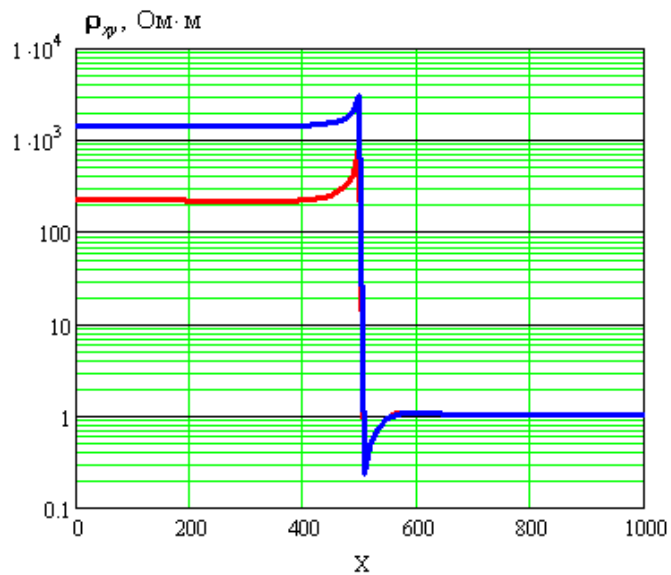


Рисунок 8 Кривые кажущегося сопротивления для $f = 100$ Гц

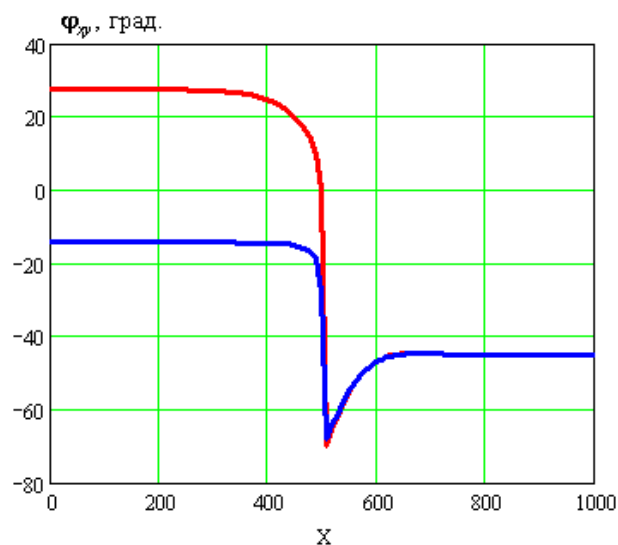


Рисунок 9 Фазовые кривые для $f = 100$ Гц

Как следует из расчетов, отличие кривых кажущегося сопротивления, рассчитанных с учетом токов смещения, от квазистационарных кривых становится все меньше с уменьшением частоты, а для частот $f < 25$ Гц эти кривые практически неразличимы. Фазовые кривые более чувствительны к обнаружению границ прямоугольного анизотропного включения.

ЗАКЛЮЧЕНИЯ

В дипломной работе получены следующие результаты:

1. Рассмотрены теоретические основы метода магнитотеллурических зондирований, применяемая в этом методе аппаратура, и вопросы интерпретации данных магнитотеллурических зондирований.
2. Показано роль трещиноватости в формировании нефтяных залежей.
3. С учетом токов смещения решена задача о возбуждении электромагнитного поля плоской Н- поляризованной волной в проводящем слое, подстилаемом изолятором и содержащим анизотропной прямоугольное включение.
4. Рассчитаны кривые кажущегося сопротивления и фазовые кривые магнитотеллурических зондирований. Эти кривые характеризуются быстрой осцилляцией, которая проявляется на достаточно высоких частотах, зависящих от параметров трещиноватой среды. При определенных условиях они попадают в рабочий диапазон периодов. С уменьшением ширины включения уменьшается частота осцилляции и ее амплитуда.
5. На различных частотах рассчитаны кривые кажущегося сопротивления и фазовые кривые по профилю, пересекающему границы анизотропного прямоугольного включения. Показано, что отличие кривых кажущегося сопротивления, рассчитанных с учетом токов смещения, от квазистационарных кривых становится все меньше с уменьшением частоты.
6. Фазовые кривые более чувствительны к обнаружению границ прямоугольного анизотропного включения. Все поставленные задачи во введении дипломной работы выполнены полностью.

На основании проведенных расчетов показано, что применение традиционной квазистационарной модели, игнорирующей ток смещения, может дать неверную интерпретацию геологического разреза. Это приводит к появлению ложных структур, а осцилляция кажущихся сопротивлений и фаз импеданса может быть принята за помехи или погрешности измерений.