

ВВЕДЕНИЕ

В электроразведке с контролируруемыми источниками применяют, как правило, два вида изменения питающего (стороннего) тока в генераторной петле – гармоническое и ступенчатое. В первом случае ток изменяется по синусоидальному закону, а во втором – постоянный ток отключается в некоторый момент времени. С целью увеличения глубинности применяют также МГД- генераторы, создающие короткий (в несколько секунд) сторонний ток большой амплитуды. Форма этих токов отлична от гармонического и ступенчатого возбуждения. Вместе с тем, возникает вопрос о влиянии формы стороннего тока на детальность и разрешающую способность электроразведки переменными токами. Для изучения этого вопроса и других, связанных с методикой электроразведочных работ, необходимо, прежде всего, научиться рассчитывать неустановившееся поле для токов различной формы. Это и является целью настоящей дипломной работы.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- разработать алгоритм расчета неустановившегося поля, возбуждаемого сторонним током произвольной формы;
- сформировать модель 20 слойного геоэлектрического разреза;
- рассчитать для этой модели электромагнитное поле в случае ступенчатого изменения момента магнитного диполя;
- в соответствии с разработанным алгоритмом построить кривые неустановившегося поля, возбуждаемого сторонним током в форме элемента дельтаобразной последовательности.

В качестве основных методов исследования были использованы: специальная, методическая литература, применяемая аппаратура, статьи и расчеты по проблеме исследования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Рассмотрена задача о возбуждении электромагнитного поля в горизонтально-слоистой проводящей среде вертикальным магнитным диполем. Предположено, что момент диполя зависит от времени.

В первом случае момент $M(t)$ описывается функцией: $M(t) = M\theta(t)$,

где $\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0 \end{cases}$ - функция Хевисайда; M - момент диполя до его

скачкообразного выключения. Хорошо известно, что преобразование Фурье

$M(\omega)$ функции $M(t)$ имеет вид: $M(\omega) = \pi\delta(\omega) + \frac{1}{i\omega}$, где δ - дельта-функция

Дирака. Поскольку $|M(\omega)| = 1/\omega$ при $\omega > 0$, то в спектре сигнала велика роль

низких частот. В результате такого изменения во времени момента

магнитного диполя возникает электрическое поле, создающее в среде

электрические токи. В электроразведке этот процесс называют становлением

поля. В горизонтально-слоистой среде электрическое поле имеет только

одну, отличную от нуля, азимутальную компоненту $E_\varphi(t)$, являющуюся

переходной характеристикой.

В общем случае при возбуждении неустановившегося поля питающим

током в круговой петле с произвольным моментом $M(t)$ компонента $\tilde{E}_\varphi(t)$

неустановившегося поля может быть получена с помощью переходной

характеристики $E_\varphi(t)$ (компоненты $E_\varphi(t)$ становления поля при ступенчатом

выключении стороннего тока). Связь функций $\tilde{E}_\varphi(t)$ и $E_\varphi(t)$ определяется в

соответствии с теоремой о свертке следующей формулой

$$\tilde{E}_\varphi(t) = \int_0^t \frac{\partial M(t-\tau)}{\partial \tau} E_\varphi(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Для исследования неустановившегося электромагнитного поля функция $M(t)$ выбрана в виде

$$M(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \alpha\beta^2 te^{-\beta t}, & t > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Можно показать, что $M(t) \rightarrow \alpha\delta(t)$ при $\beta \rightarrow \infty$, то есть момент $M(t)$, определяемый формулой (2), есть элемент дельтаобразной последовательности. Максимальное значение M_{\max} достигается при $t_{\max} = 1/\beta$ и равно $M_{\max} \alpha\beta e^{-1} e$. Кривые $M(t)$ для различных значений β и α изображены на рисунке 1, где $M(t) = \text{Mom}(t, \alpha, \beta)$.

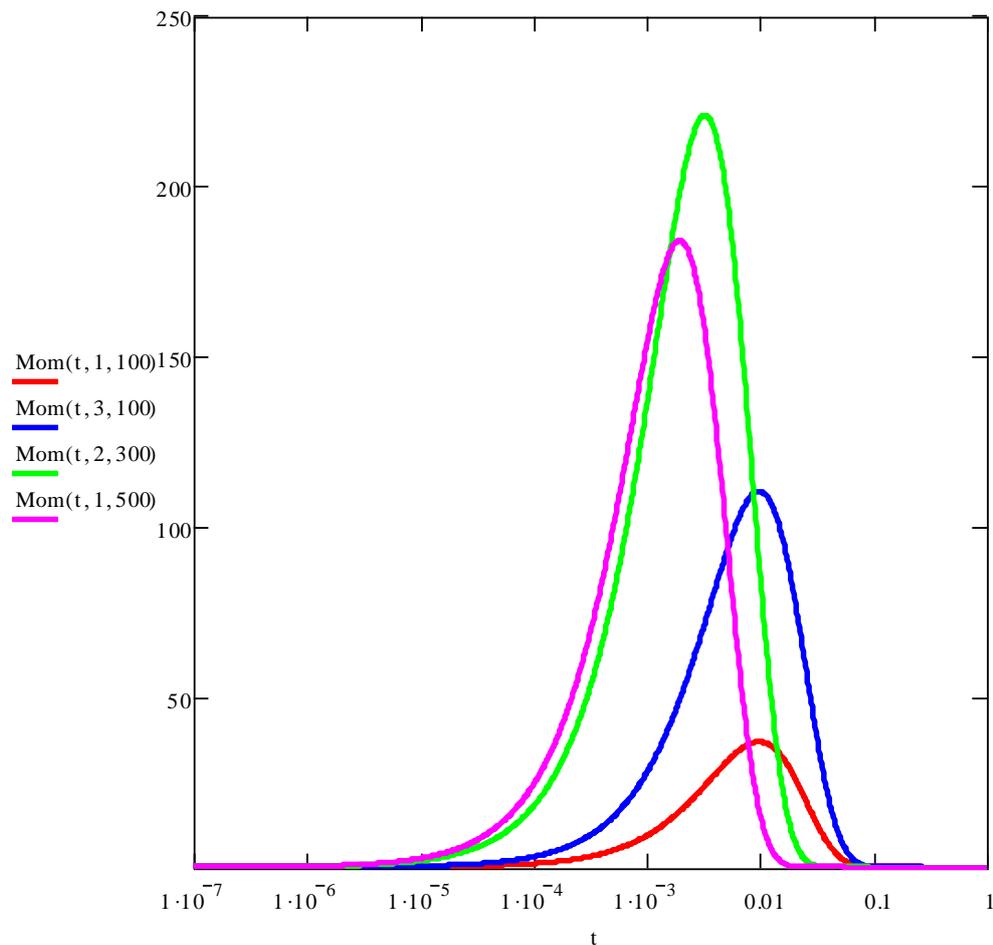


Рисунок 1 - Кривые зависимости момента магнитного диполя от времени

Из преобразования Фурье $M(\omega)$ функции $M(t)$, определяемой формулой (2), получено $|M(\omega)| = \frac{\alpha\beta^2}{(\beta^2 - i\omega^2)}$, откуда $|M(\omega)| = \frac{\alpha\beta^2}{(\beta^2 + \omega^2)}$.

Таким образом, при изменении момента магнитного диполя, по закону определяемого формулой (2) и больших β возрастает влияние высоких частот в электромагнитном неустановившемся поле.

Подставляя формулу (2) в (1), можно определить азимутальную компоненту $\tilde{E}_\varphi(t)$ неустановившегося поля для момента магнитного диполя, определяемого формулой (2)

$$\tilde{E}_\varphi = \alpha\beta^2 \int_0^t [\beta(t-\tau) - 1] e^{-\beta(t-\tau)} E_\varphi(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где $E_\varphi(t)$ – компонента E_φ становления поля, нормированная на момент M , то есть численно равная значениям этой компоненты для $M=1$ Ам·м².

Если компонента $E_\varphi(t)$ рассчитана для дискретных значений t_1, t_2, \dots, t_n , то

$$\begin{aligned} \tilde{E}_\varphi(t_k) &= \beta^2 \sum_{i=1}^{k-1} [\beta(t_k - t_i) - 1] e^{-\beta(t_k - t_i)} E_\varphi(t_i) (t_{i+1} - t_i), \quad k = 2, 3, \dots, n, \\ \tilde{E}_\varphi(t_1) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Для расчета электрического поля с помощью генератора случайных чисел построена модель проводящего геоэлектрического разреза, состоящего из 20 слоев. Последний 20-й слой (основание разреза) – полупространство. Мощности 1-19 слоев одинаковы и равны 200 м. На рисунках 2 и 3 изображено распределение проводимости с глубиной в логарифмическом масштабе и линейном.

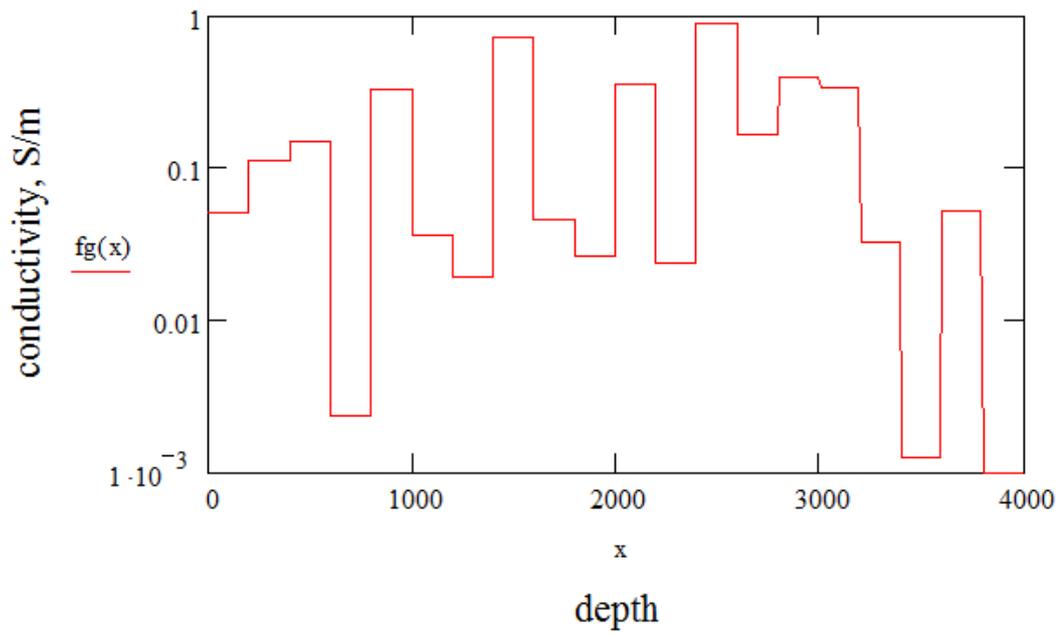


Рисунок 2 – Распределение проводимости с глубиной в логарифмическом масштабе

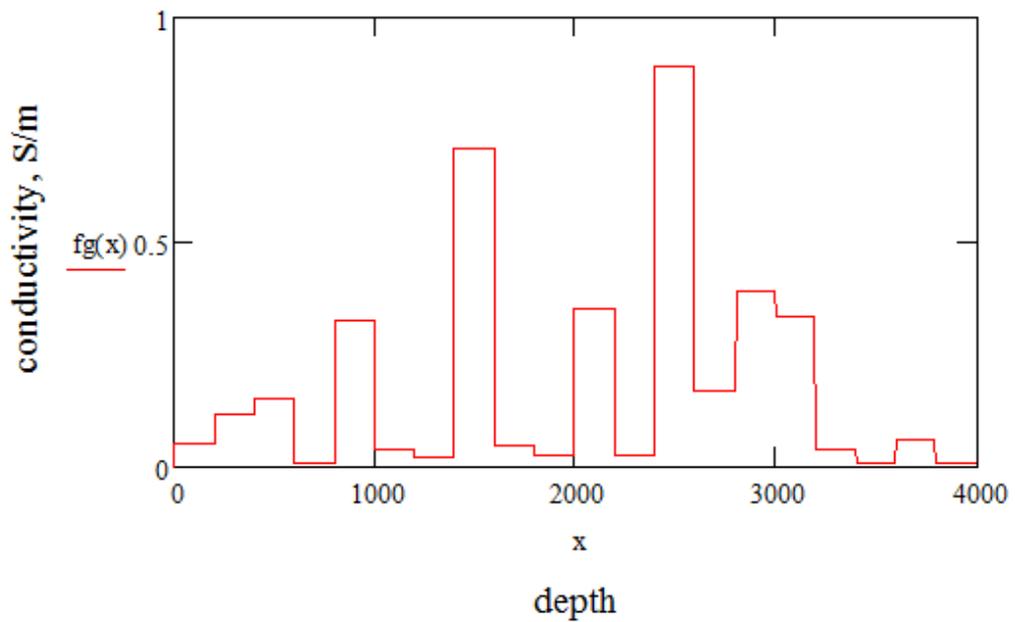


Рисунок 3– Распределение проводимости с глубиной в линейном масштабе

Расчет компоненты $E_\varphi(t)$ становления поля для построенной среды, $M=1 \text{ Ам} \cdot \text{м}^2$, разноса 1000м проведен с помощью программы, разработанной В.П. Губатенко и А.А. Назаровым. Результаты расчета представлены на рисунке 4.

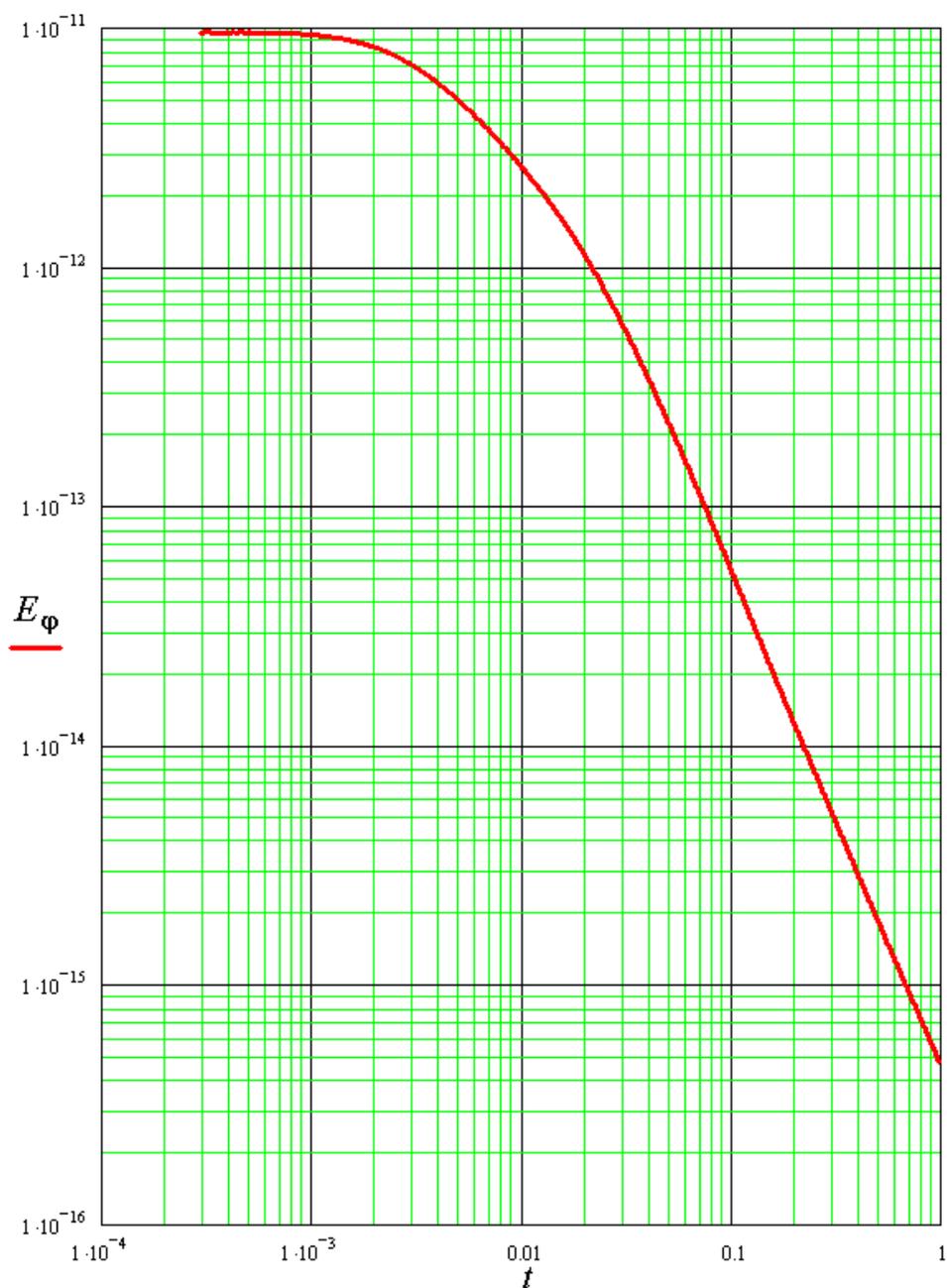


Рисунок 4 - Кривая E_φ становления поля

В соответствии алгоритмом вычисления свертки по формуле (4), составлена программа расчета $\tilde{E}_\varphi(t)$. Результаты расчетов изображены на рисунках 5, 6, 7, 8.

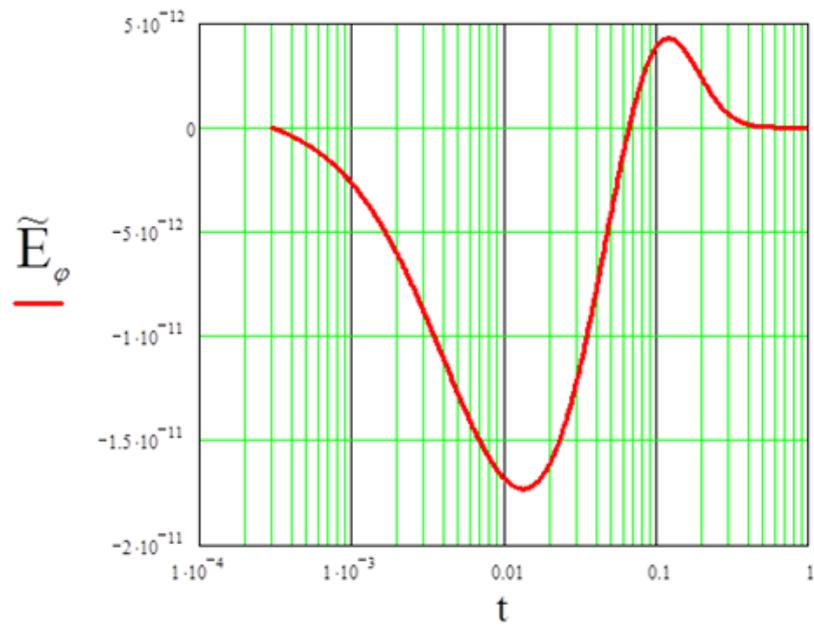


Рисунок 5 - Кривая $\tilde{E}_\varphi(t)$ для $\beta = 20$

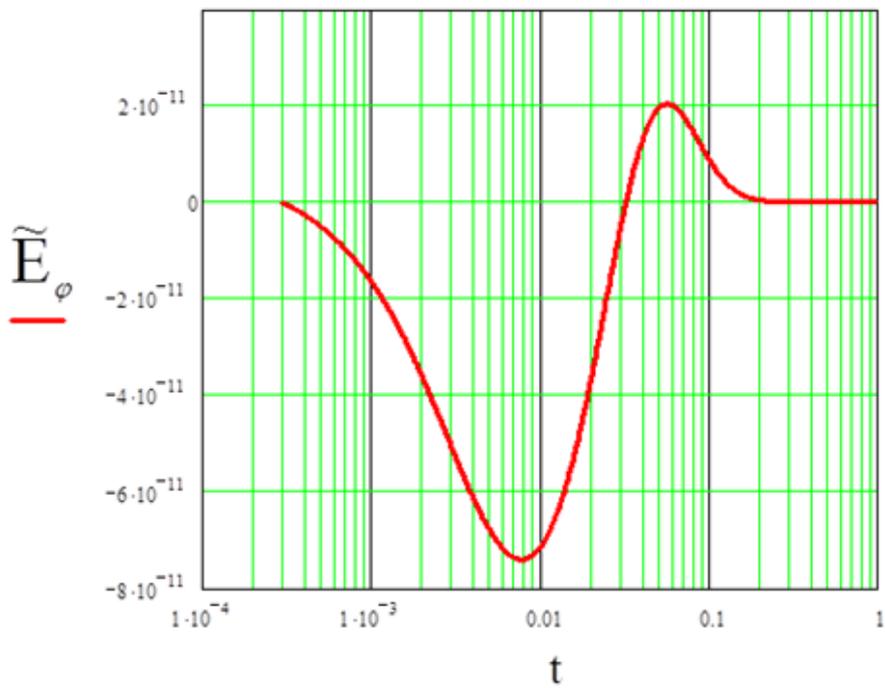


Рисунок 6 - Кривая $\tilde{E}_\varphi(t)$ для $\beta = 50$

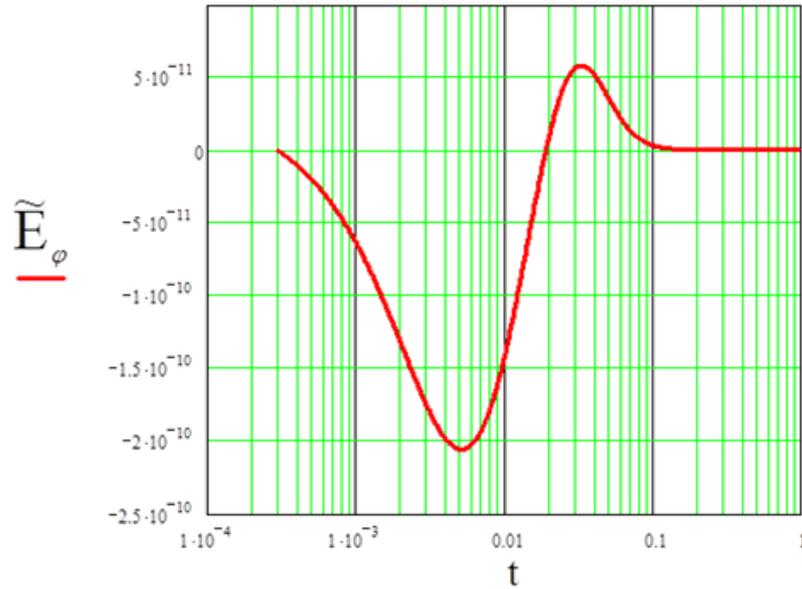


Рисунок 7 - Кривая $\tilde{E}_\varphi(t)$ для $\beta = 100$

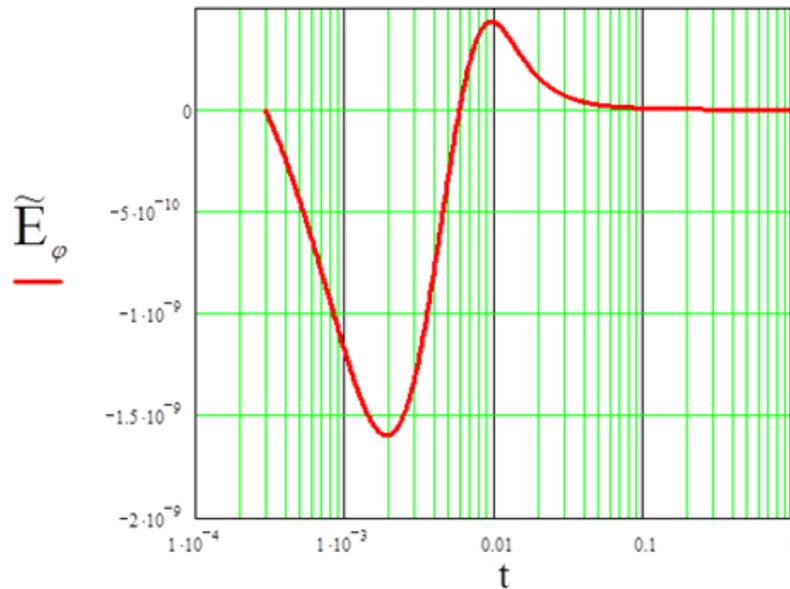


Рисунок 8 - Кривая $\tilde{E}_\varphi(t)$ для $\beta = 500$

Кривые, изображенные на рисунках 5, 6, 7, 8, представлены также на рисунках 9, 10, что позволяет лучше увидеть изменение кривых неустановившегося поля с возрастанием параметра β . Кривые $\tilde{E}_\varphi^\beta(t)$, представлены в логарифмическом и линейном масштабах с соответствующими коэффициентами, выравнивающими эти кривые по амплитуде.

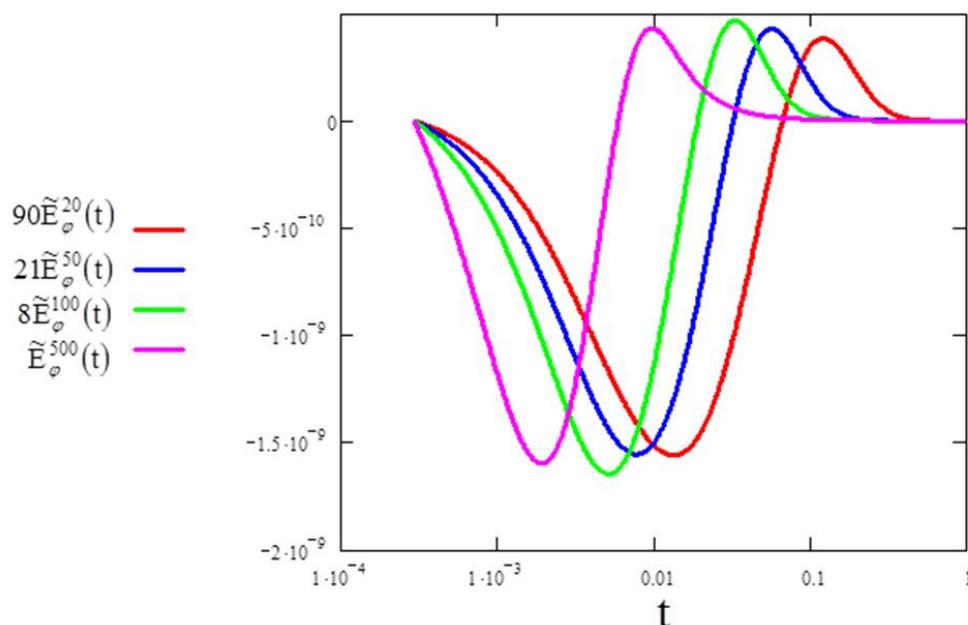


Рисунок 9 - Кривые $90\tilde{E}_\varphi^{20}(t)$, $21\tilde{E}_\varphi^{50}(t)$, $8\tilde{E}_\varphi^{100}(t)$, $\tilde{E}_\varphi^{500}(t)$
в логарифмическом масштабе

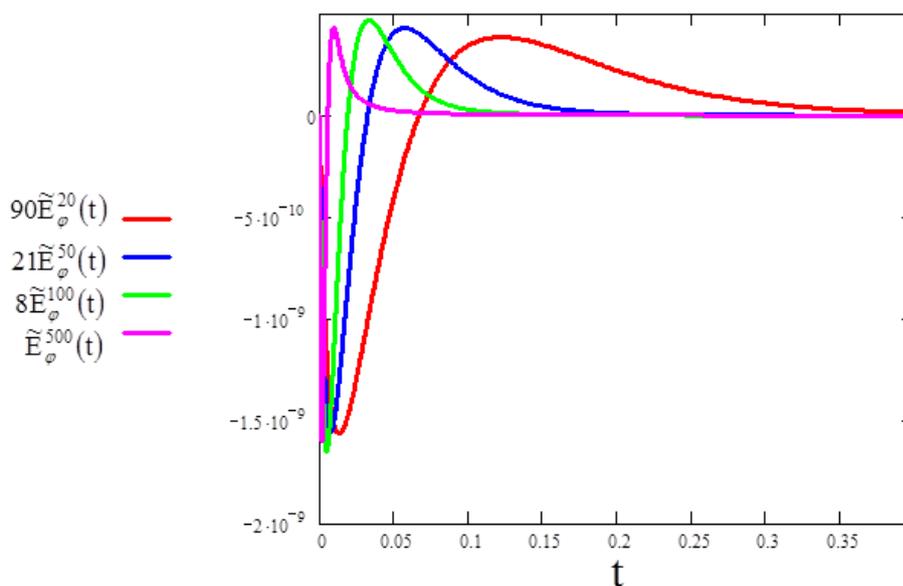


Рисунок 10 - Кривые $90\tilde{E}_\varphi^{20}(t)$, $21\tilde{E}_\varphi^{50}(t)$, $8\tilde{E}_\varphi^{100}(t)$, $\tilde{E}_\varphi^{500}(t)$
в линейном масштабе

Как следует из рисунков 9, 10 с ростом параметра β увеличивается амплитуда неустановившегося поля, а время, на котором достигается максимум кривых стремится к нулю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения данной дипломной работы получены следующие результаты:

1. Разработан алгоритм расчета неустойчивого поля, возбуждаемого сторонним током произвольной формы.

2. Для модели сформированного геоэлектрического разреза рассчитаны кривые становления поля, возбуждаемого ступенчатым изменением момента магнитного диполя;

3. Построены кривые неустойчивого поля, возбуждаемого сторонним током в форме элемента дельтаобразной последовательности.

4. С ростом параметра β увеличивается амплитуда неустойчивого поля, а время, на котором достигается максимум кривых, стремится к нулю.

Полученные в дипломной работе результаты можно использовать для расчета неустойчивого поля для различных форм стороннего тока. Все цели поставленные в настоящей дипломной работе выполнены полностью.