ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПОЛЯРИЗУЮЩИЪСЯ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛАБО-НЕГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ ГРАНИЦЫ

Шеин А.Н, Антонов Е.Ю.
Учреждение Российской академии наук Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. Трофимука Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск

Математическое моделирование нестационарных полей в средах сложной геологической структуры является крайне ресурсоёмким. Важную роль в этих условиях играет приближенное математическое моделирование. Задача обеспечения быстрых вычислений, остается крайне востребованной, поскольку решение прямых задач, как и прежде, составляет основу методов решения обратных задач геоэлектрики.

В работе представлено одно из решений данной задачи – создано программно алгоритмическое обеспечение для расчета нестационарного поля произвольного источника в поляризующихся геологических средах, содержащих слабо-негоризонтальные границы. Исследована возможность ускорения вычислений с помощью распараллеливания программ созданного комплекса моделирования нестационарных электромагнитных полей.

Основу приближённой модели, составляет задача для произвольного точечного источника в горизонтально-слоистой проводящей поляризующейся среде. Пусть в горизонтально-слоистой среде координаты граничных плоскостей равны $z_1,...,z_n$ (ось z направлена вниз), а проводимости и магнитные проницаемости соответствующих слоев - $\sigma_1,...,\sigma_{n+1}; \mu_1,...,\mu_{n+1}$. Источник поля – точечный, произвольный. Тогда используя уравнения Максвелла в квазистационарном приближении для j-го слоя, не содержащего сторонних токов, задача об отыскании поля произвольного источника в горизонтально-слоистой среде сводится к нахождению вертикальных компонент полей (Табаровский, 1975).

Для расчета нестационарного сигнала произвольного точечного источника в горизонтально-слоистой среде предложен подход (Табаровский, Соколов, 1982), который основан на трех основных алгоритмах:

- алгоритм расчета фундаментальной функции слоистой задачи ${}_{\Phi}f_l^m\left(\lambda,\omega,z,z_0\right)$;
- алгоритм интегрирования по пространственной частоте λ

$$ {}^{V}A_l^m\left(\omega\right)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\left[\left({}^{V}_{E}\Gamma_A\right)_l^m\ {}_{E}f_l^m\left(\lambda,\omega,z,z_0\right)+\left({}^{V}_{H}\Gamma_A\right)_l^m\ {}_{H}f_l^m\left(\lambda,\omega,z,z_0\right)\right]d\lambda\ ; $$

- алгоритм интегрирования по временной частоте ω - ${}^{V}a_l^m\left(t\right)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}{}^{V}A_l^m\left(\omega\right)e^{i\omega t}\,d\omega$.

Основой для расчета поля электрической линии конечных размеров является решение задачи для горизонтального электрического диполя. Поле линии рассчитывается интегрированием полей дипольной установки, когда точечные источники распределены вдоль генераторной, а регистрирующие вдоль приемной линий (Табаровский, 1975, 1979). Этот подход применим и для моделирования

индукционных установок.

На основании метода возмущений [1], были получены следующие интегральные представления [2] для N-ой компоненты искомого поля в точке P_0:

$$E_N\left(P_0\right)=E_{0N}\left(P_0\right)+\beta\left(\sigma_{\nu-1}-\sigma_\nu\right)\int\limits_{\Sigma_0}\left(E_{\nu,x}^{(0)}\ {}^{I_x}e_N+E_{\nu,y}^{(0)}\ {}^{I_x}e_N\right)f_\nu dxdy+$$

$$+\beta\frac{\sigma_\nu\sigma_{\nu-1}}{\sigma_\eta}\int\limits_{\Sigma_0}\left(E_{\nu,z}^{(0)}+E_{\nu-1,z}^{(0)}\right)\ {}^{I_x}e_N f_\nu dxdy$$

$$H_N\left(P_0\right)=H_{0N}\left(P_0\right)+\beta\left(\sigma_{\nu-1}-\sigma_\nu\right)\int\limits_{\Sigma_0}\left(E_{\nu,x}^{(0)}\ {}^{I_x}h_N+E_{\nu,y}^{(0)}\ {}^{I_y}h_N\right)f_\nu dxdy\,.$$

Здесь $E_{0N}\left(P_0\right),H_{0N}\left(P_0\right)$ – N-ая компонента поля источник в среде с плоскими границами, e_N,h_N – компоненты полей вспомогательных источников, $\eta=\begin{cases}\nu-1, & \beta>0\\ \nu, & \beta<0\end{cases}$. Таким образом, аномальное поле, порождаемое слабым искривлением граничной плоскости, аппроксимируется в первом приближении дипольными источниками пяти типов (тремя электрическими и двумя магнитными): I_x,I_y,I_z,M_x,M_y, расположенными на слабо-негоризонтальной границе Σ_0.

Дисперсия электрических свойств горных пород обусловлена множеством причин электрохимического и электрофизического происхождения. При изучении вызванной поляризации широко используется феноменологический подход, позволяющий описывать это явление на макроуровне не вдаваясь в механизм его генерации на микроуровне [3-5].

В данной работе учет поляризационных свойств геологической среды производится вводом в решение для частотной области параметров удельного электрического сопротивления (удельной электропроводности), описываемых комплексными функциями частоты и параметрами: поляризуемости -η, временами релаксации -τ, частотной зависимости (показатель степени) - c. Наиболее распространенной и популярной моделью для описания подобного рода зависимостью является модель Коул-Коул. Для комплексного удельного сопротивления и электропроводности она имеет вид:

$$\rho(-i\omega)=\frac{\rho_0+\rho_\infty(-i\omega\tau_\rho)^c}{1+(-i\omega\tau_\rho)^c}=\rho_0\left[1-\eta\frac{(-i\omega\tau_\rho)^c}{1+(-i\omega\tau_\rho)^c}\right],$$

$$\sigma(-i\omega)=\frac{\sigma_0+\sigma_\infty(-i\omega\tau_\sigma)^c}{1+(-i\omega\tau_\sigma)^c}=\frac{\sigma_0}{1-\eta}\left[1-\frac{\eta}{1+(-i\omega\tau_\sigma)^c}\right],$$

где индексы 0 и ∞ использованы для обозначения удельного сопротивления или проводимости, соответственно, на постоянном токе и предельно высоких частотах, $\eta=\dfrac{\sigma_\infty-\sigma_0}{\sigma_\infty}$, а связь параметров τ_ρ и τ_σ определяется соотношением $\tau_\rho=\tau_\sigma/\left(1-\eta\right)^{1/c}$.

Таким образом, имеется математический аппарат, с помощью которого можно построить алгоритм для расчета установившегося поля произвольного источника на дневной поверхности. Это позволяет перейти непосредственно к численному моделированию нестационарного электромагнитного сигнала над поляризующимися средами.

При решении геофизических задач картирования фундамента или пологих структурных образований возникает необходимость (и в то же время возможность) распараллеливания циклов внешних относительно задачи точечного зондирования (по координатам дневной поверхности соответствующим расположению системы возбуждения-регистрации сигнала). Разработка основных компонент программного обеспечения производилась на рабочих местах, имеющих прямой доступ на Новосибирский кластерный суперкомпьютер, установленный в Сибирском суперкомпьютерном центре (Новосибирск, Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН).

Далее приводится пример расчета, соответствующий моделированию площадной электромагнитной съемке методом переходных процессов над структурной ловушкой куполообразного вида. Геоэлектрическая модель горизонтально-слоистой вмещающей среды представлена в табл. 1. На глубине 1500 м (граница третьего и четвертого поляризующихся слоев) располагается структура в виде усеченного купола, с плоской площадкой эллиптической формы (полуоси - 2000 м и 4000 м по осям X и Y, соответственно). Удельное электрическое сопротивление структуры соответствует параметрам четвертого слоя (возмущение представляет собой поднятие границы). Амплитуда неоднородности составляла 10% от глубины залегания – 150 м.

Таблица 1.
Геоэлектрическая модель вмещающей среды.

№ слоя	$\rho, Омм$	$h, м$
1	100.	500.
2	80.	500.
3	200.	500.
4	20.	200.
5	250.	450.
6	1000.	

Расчеты и тесты проводились для всех типов установок: линия-линия, петля-петля и линия-петля. В качестве примера представлено моделирование электромагнитного поля на дневной поверхности для зондирований (перемещение приемной линии при постоянном положении генераторной) параллельной гальванической установкой: генератор AB – горизонтальная электрическая линия (1000 м), приемник MN - линия 500 м.

На рис. 1 представлены временные срезы сигналов (изолинии), измеряемых на дневной поверхности. Под временным срезом сигнала понимается значение э.д.с., взятое на конкретной временной задержке. Поскольку в методе переходных процессов время измерения откликов среды является зондирующим параметром, такие срезы отражают распределение геоэлектрических особенностей разреза. Представленные на рис. 1 изолинии отражают распределение аномального (рис. 1а) и полного электромагнитного поля (рис. 1а) для заданной модели на дневной поверхности в момент времени $t = 0.03 сек$. По представленным временным разрезам можно видеть уверенное выделение моделируемой структуры ловушки, контур которой выделен эллипсом (рис. 1).

Ряд вычислительных тестов проведенных на Новосибирском кластерном суперкомпьютере, позволяет сделать вывод о хорошей масштабируемости кода рассматриваемой задачи.

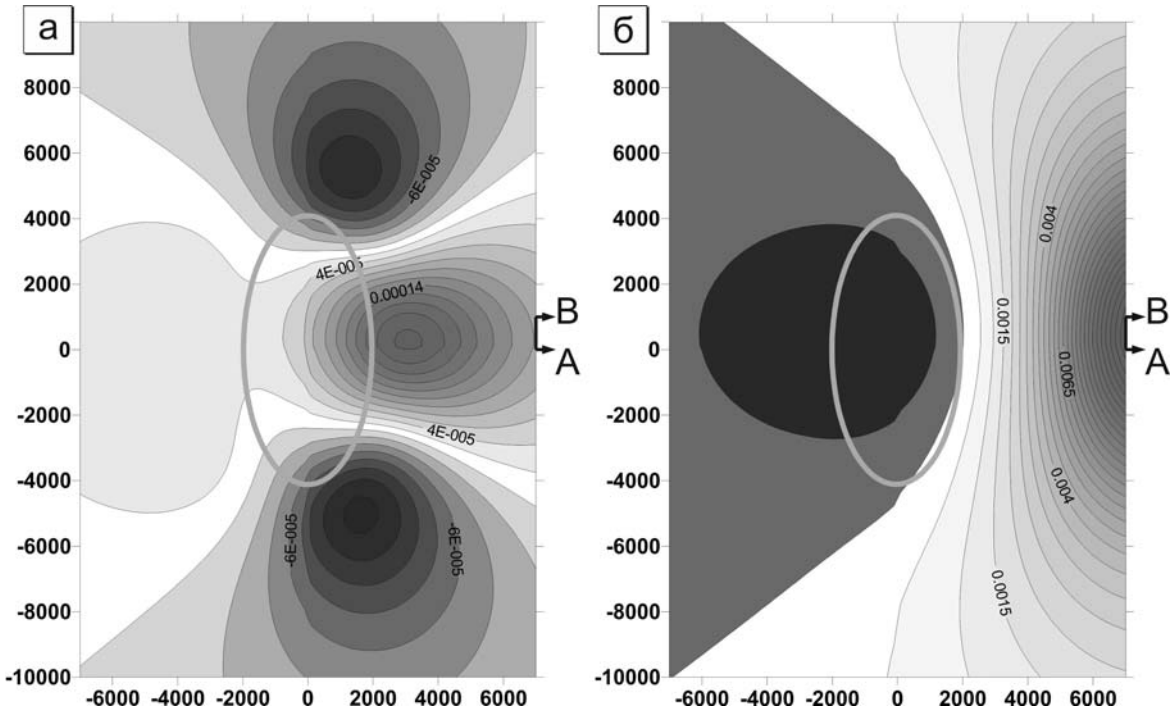

Рис. 1. Карты изолиний поля на фиксированной временной задержке $t = 0.03 сек$.
а – аномальное поле, б – полное поле.

Выводы

Разработано программно-алгоритмическое обеспечение для расчета нестационарных полей над геологическими средами с низкочастотной дисперсией удельного электрического сопротивления и слабо-негоризонтальными границами. Исследована и доказана возможность ускорения вычислений с помощью распараллеливания.

Результаты получены в рамках междисциплинарного интеграционного проекта фундаментальных исследований СО РАН № 26: «Математические модели, численные методы и параллельные алгоритмы для решения больших задач СО РАН и их реализация на многопроцессорных СуперЭВМ»

Литература

1. Кауфман А.А. Электромагнитное поле над пологими структурами (двумерная задача) [Текст] / А.А. Кауфман, Л.А. Табаровский // Электромагнитные поля в геофизических методах исследований. – Новосибирск. – 1970. – Вып. 54. – С. 5-31.
2. Табаровский Л.А. Электромагнитное поле в средах со слабонегоризонтальными границами [Текст] / Л.А. Табаровский, М.И. Эпов, Е.Ю. Антонов // Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР. – 1988.- 22 с. Деп. В ВИНИТИ 18.07.88, №6258-В88.
3. Булашевич Ю.П. Расчет поля вызванных потенциалов для рудных тел сферической формы [Текст] // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1956. – № 5.–С. 504-512.
4. Pelton W.H. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP [Text] / W.H. Pelton, S.H. Wards, P.G. Hallof, W.R. Sills and P.H.Nelson // Geophysics. – 1978. – Vol.43. – №3. – P. 588 – 609.
5. Seigel H.O. Mathematical formulation and type curves for induced polarization [Text] // Geophysics. – 1959 – Vol.24. – №3. – P. 547 – 565.