

УДК 550.831

ЛЮ ХОН-СЮЭ, ЧЖУ ЦЗИНЬ-ЛУ
(Китай)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ВЕКТОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД

Определение по данным гравитационного или магнитного поля положений границы раздела сред, характеризующейся скачком физического свойства (плотности или намагниченности), относится к так называемым "обратным" задачам теории поля. В связи с их математической некорректностью, приводящей к неустойчивости решения, предложено несколько специальных методов исследования: решение системы уравнений матрицы для горизонтального градиента полного магнитного поля [3], преобразование Гильберта гравимагнитного поля [4, 5], нормированного полного градиента гравимагнитного поля [6] и др.

В статье рассмотрены возможности применения метода потенциального вектора [2].

Как известно, заданную на бесконечном интервале $x \in [-\infty, \infty]$ функцию отной переменной $g(x)$, можно представить в виде интегрального преобразования Фурье

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega x} d\omega, \quad (1)$$

где i - мнимая единица; ω - действительная переменная (частота); $F(\omega)$ - непрерывный комплексный спектр Фурье функции $g(x)$,

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{-i\omega x} dx. \quad (2)$$

Аналогичные преобразования для двумерного случая имеют вид

$$g(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{i(ux+vy)} du dv, \quad (3)$$

$$F(u, v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-i(ux+vy)} dx dy, \quad (4)$$

где u и v - частоты для осей x и y соответственно.

Если одномерная функция $g(x)$ задана на ограниченном интервале $x \in [-L, L]$, то имеем ее разложение в ряд Фурье в виде

$$g(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos \omega_n x + B_n \sin \omega_n x) \quad (5)$$

или в комплексной форме

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(n) e^{in\omega x}, \quad (5)$$

где ω - основная круговая частота, $\omega = 2\pi/(2L)$; A_n и B_n - коэффициенты ряда Фурье в действительной форме; $F(n)$ - коэффициенты ряда Фурье в комплексной форме, определяющие дискретный комплексный спектр функции $g(x)$.

$$F(n) = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L g(x) e^{-in\omega x} dx. \quad (7)$$

Для определения положения контактной границы требуется выполнить аналитическое продолжение потенциального поля в нижнее полупространство (ниже плоскости задания функции).

Теоретический оператор фильтрации при аналитическом продолжении на глубину h вниз потенциального поля в двумерном случае для частотных функций имеет вид $\exp[2\pi h(u^2 + v^2)^{1/2}]$.

Аналитическое продолжение аномалии $g(x, y)$, измеренной на нулевой глубине ($h = 0$), на глубину h сводится к умножению ее спектра на нулевой глубине на оператор фильтрации для глубины h :

$$F_h(u, v) = F_0(u, v) \exp[2\pi h(u^2 + v^2)^{1/2}], \quad (8)$$

где $F_0(u, v)$ и $F_h(u, v)$ - спектры Фурье функции $g(x, y)$ на глубинах 0 и h соответственно.

При увеличении глубины пересчета поля h (при приближении к аномальному источнику) экспонента в уравнении (8) быстро растет и расчеты становятся неустойчивыми. Для придания устойчивости алгоритму аналитического продолжения предложено домножить правую часть выражения (8) на сглаживающий множитель вида $\exp[-2\pi(u^2 + v^2)/\rho^2]$, где ρ - экспериментально-определяемый коэффициент [2].

В этом случае можно переписать выражение (8) в виде

$$F_h(u, v) = F_0(u, v) \exp 2\pi [h(u^2 + v^2)^{1/2} - (u^2 + v^2)/\rho^2]. \quad (9)$$

Тогда аналитическое продолжение в нижнее полупространство прямоугольной аномалии $g(x, y)$ имеет вид

$$g(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(u, v) \exp 2\pi [h(u^2 + v^2)^{1/2} - (u^2 + v^2)/\rho^2] \exp[i(u x + v y)] du dv. \quad (10)$$

Для приближенного представления одномерной функции $g(x)$ на интервале $[-L, L]$ в выражении (5) можно взять ограниченный ряд Фурье

$$g(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^M \left(A_n \cos \frac{\pi n x}{L} + B_n \sin \frac{\pi n x}{L} \right). \quad (11)$$

Тогда ортогональная к $g(x)$ функция $\hat{g}(x)$, согласно преобразование Гильберта, получит вид

$$\tilde{g}(x) = \sum_{n=1}^M \left(B_n \cos \frac{\pi n x}{L} - A_n \sin \frac{\pi n x}{L} \right). \quad (I2)$$

Для одномерного случая с помощью выражения, аналогичного (I0), используя формулы (II) и (I2), найдем выражения для аналитического продолжения вниз, на глубину h , функций $g(x)$ и $\tilde{g}(x)$ с учетом фильтрационного множителя:

$$g(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^M \left(A_n \cos \frac{\pi n x}{L} + B_n \sin \frac{\pi n x}{L} \right) e^{\frac{\pi n h}{L}} \cdot e^{-\left(\frac{\pi n h}{\beta L}\right)^2}, \quad (I3)$$

$$\tilde{g}(x) = \sum_{n=1}^M \left(B_n \cos \frac{\pi n x}{L} - A_n \sin \frac{\pi n x}{L} \right) e^{\frac{\pi n h}{L}} \cdot e^{-\left(\frac{\pi n h}{\beta L}\right)^2}. \quad (I4)$$

При практическом использовании формул (I3) и (I4) коэффициент β подбирается экспериментально с использованием расчетов на моделях. Например, можно взять $\beta = 1,3$. Значение M можно найти из выражения

$$M = E \left[\frac{4\beta L}{\sqrt{2} \pi h} \right],$$

где $E[y]$ - целая часть числа y .

Обычно оптимальное значение M равно половине числа точек наблюдения на профиле.

Однако при пересчете поля вниз на большие глубины с помощью фильтрационного множителя не удается достаточно эффективно подавить высокочастотные помехи. Другие же способы исследования еще менее удовлетворительны [1].

В связи с этим Б.Сванскара [2] предложил использовать способ потенциального вектора и его составляющих преобразованием Гильберта для вычисления нормированной функции вида

$$G(x) = \frac{G_i(x)}{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M G_i(x)}; \quad (I5)$$

$$G_i(x) = [g^2(x) + \tilde{g}^2(x)]^{1/2}, \quad (I6)$$

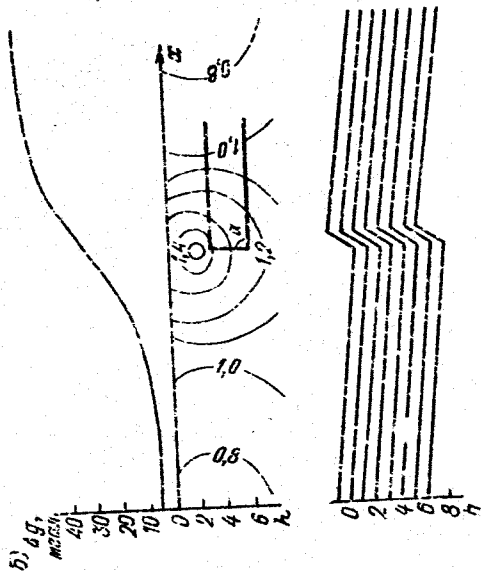
где $G_{i,i}(x) = G_i(x)$ при $M = i$ в формулах (II), (I2).

Фазовая функция в этом случае

$$\Phi(x) = \arctg [g(x)/\tilde{g}(x)]. \quad (I7)$$

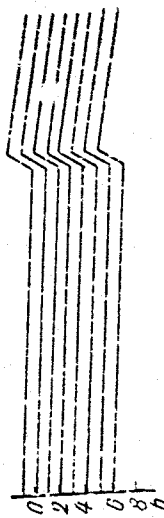
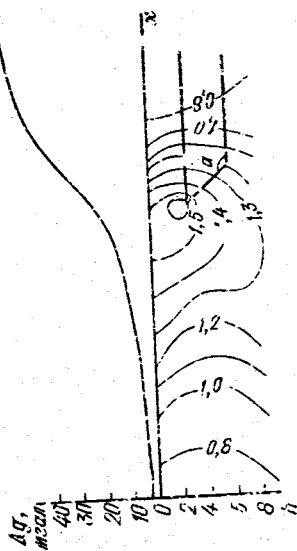
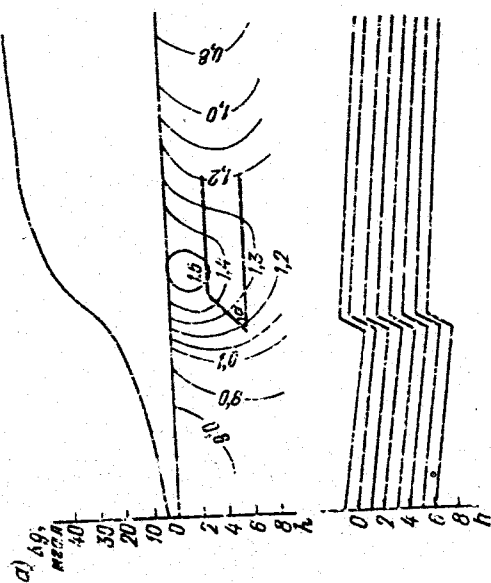
Опробование способа на модели вертикального и наклонного уступа (рис. I) позволяет сделать следующие выводы:

I) верхней кромке ступени удовлетворительно соответствует экстремум изолиний полного вектора потенциального поля;



1, 3 1 2

Рис. 1. Модель ступени (относительная глубина вершины кромки $H' = 0$, изоботочная глубина нижней кромки $H' = 0.5$) при углах наклона плотность $\Delta \sigma = 0.5$ (а), $\Delta \sigma = 1.0$ (б) и $\Delta \sigma = 1.5$ (в). 1 — изоботочная нормированная плотность фактора $G(x)$; 2 — фазы $\Phi(x)$ нормированного полного востора



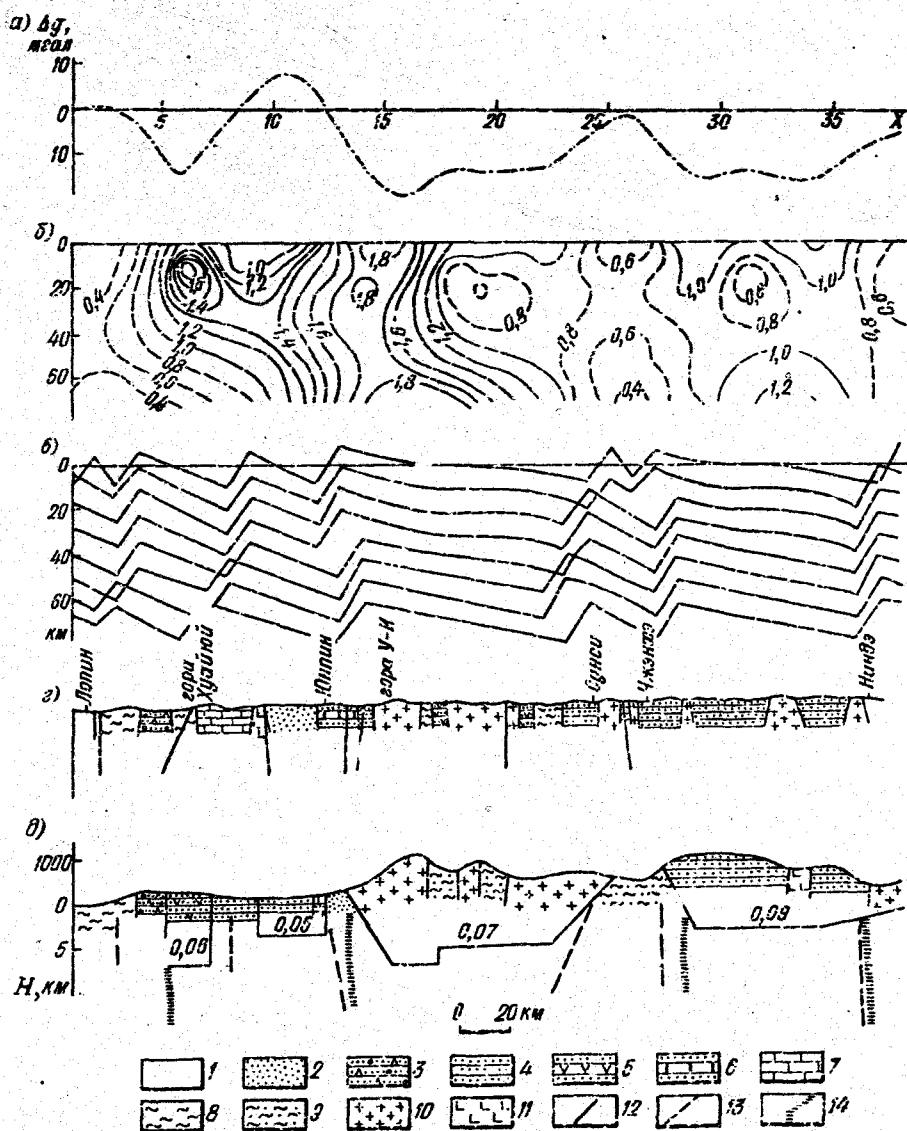


Рис.2. Результаты комплексной интерпретации геофизических данных по профилю Лопин - Ниндз: а - аномалия силы тяжести Буге; б - изоэллипсы нормированного полного вектора $G(x)$; в - разрез фаз $\Phi(x)$ нормированного полного вектора; г - геологический разрез; д - результаты подбора гравитационной модели по сейсмическим данным

1 и 2 - четвертичные и третичные отложения; 3-5 - породы юрско-меловой системы (конгломераты, песчаные сланцы с прослойками вулканических пород); 6 - породы пермской системы (песчаники, сланцы, известняки); 7 - породы синийской системы; 8 - породы протерозоя; 9 - породы досанийской системы (гнейсы, мраморы, сланцы); 10 - граниты; 11 - гранитные порфиры; 12 - известные по геологическим данным разломы; 13 - разломы, выделенные авторами по данным интерпретации Δg ; 14 - разломы, выделенные по данным других геофизических методов

2) фазовые переходы функции $\Phi(x)$ отмечают положение нижнего края уступа.

Обработка данных аномалии силы тяжести в редукции Буте с вычислением нормированного полного потенциального вектора по сейсмическому профилю Лосин-Ниндэ (от Китая) позволила подтвердить наличие ряда известных разломов и выявить несколько новых (рис.2).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Березкин В.М. Применение геофизических методов разведки для прямых поисков месторождений нефти и газа. М.: Недра, 1978. 228 с.
2. Bianciaru B. and Morcau H. // Geophysical prospecting. 1979. Vol. 27. N1. P. 251-260.
3. Green R. // Geophysical prospecting. 1980. Vol. 28. N3. P. 354-394.
4. Green R. and Stanley J.M. // Geophysical prospecting 1975. Vol. 23. N1. P 18-27.
5. Stanley J.M. and Green R. // Geophysics. 1976. Vol. 41. N6. P. 1376-1378.
6. Liu Hong-Xue, Zhu Jin-Lu. // Geophysics and geochemical exploration. 1982. Vol. 6. N3. P 144-153.