

XÂY DỰNG BỘ LỘC NGƯỢC XÁC ĐỊNH RANH GIỚI PHÂN CHIA MẬT ĐỘ THEO TÀI LIỆU DỊ THƯỜNG TRỌNG LỰC

ĐỖ ĐỨC THANH, LẠI THỦY NGÂN

I. MỞ ĐẦU

Như ta đã biết, bài toán ngược trọng lực nói chung, bài toán ngược xác định ranh giới phân chia mật độ nói riêng đều là các bài toán phi tuyến vì các tham số cần xác định đều chứa trong nhân của phương trình tích phân. Nghiệm của bài toán này có tính đa trị. Thậm chí với số liệu trọng lực chỉ gây ra bởi một vật thể đồng nhất ta cũng không thể đưa ra được một nghiệm duy nhất

Việc giải bài toán ngược nhằm xác định mặt phân chia mật độ theo tài liệu trọng lực từ lâu đã được nhiều tác giả trên thế giới quan tâm. Từ những năm 1960, Bott đã đưa ra phương pháp lập dựa trên công thức Bougher, sau đó là hàng loạt các phương pháp khác mà cơ sở của nó là việc dựa trên phép tính dị thường của ranh giới phân chia mật độ khi chia nhỏ nó thành các lăng trụ vuông góc để tính toán Swawcara(1983), Cordell và Henderson (1968), Dyrelyus và Vogel (1972), Gerard và Debeglea (1975), Rao và Murthy (1993). Tuy nhiên, tất cả các phương pháp này đều được thực hiện trong miền không gian. Oldenburg (1974)[3] đã phát triển phương pháp lập trong miền tần số dựa trên sự sắp xếp lại các công thức của Parker về hiệu ứng trọng lực gây ra do các lớp có mật độ không đồng nhất. Cũng theo Oldenburg, ở đây cần thiết phải sử dụng một bộ lọc tần số, tần số cắt trong bộ lọc này phụ thuộc vào biên độ của dị thường trọng lực, mật độ dư và độ sâu trung bình của lớp. Theo hướng này, hàng loạt bộ lọc ngược tương ứng với các dạng khác nhau của ranh giới phân chia mật độ đã được chúng tôi tiến hành xây dựng thông qua việc mô hình hóa các môi trường địa chất. Kết quả áp dụng các bộ lọc ngược này nhằm xác định độ sâu tới ranh giới phân chia mật độ cho độ chính xác cao và ổn định.

II. CƠ SỞ LÝ THUYẾT CỦA PHƯƠNG PHÁP

Giả sử trọng lực được gây ra bởi lớp có mật độ dư ρ , ranh giới phía trên $s_t = 0$ phía dưới $s_b = z_0 + h(x, y)$, trong đó hàm đơn trị $h(x, y)$ mô tả sự thay đổi độ cao địa hình của lớp còn z_0 là độ dày trung bình.

Trong hệ tọa độ Đêcac có chiều dương của trục tọa độ Oz hướng xuống dưới, giá trị của dị thường trọng lực tại điểm có tọa độ (ξ, η, θ) được tính

$$g = -\gamma\rho \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{1}{R} \right) dx dy dz \quad (1)$$

trong đó: $R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$, γ là hằng số hấp dẫn.

Sau khi lấy tích phân (1) theo z ta được:

$$g = \gamma \rho \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{R_l} - \frac{1}{R_h} \right) dx dy, \quad (2)$$

ở đây:

$$R'_b = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (S'_b)^2}.$$

Do mật độ dư và bề dày trung bình z_0 đã biết nên trong phương trình (2) chỉ còn hàm biểu diễn độ sâu địa hình $h(x, y)$ là tham số. Một cách hình thức (2) có thể viết dưới dạng sau:

$$g = P(h) \quad (3)$$

với $P(h)$ được cho bởi tích phân mặt (2).

Trường hợp g đã biết thì (1) là một phương trình tích phân phi tuyến vì ở đây hàm $h(x, y)$ xuất hiện trong biểu thức tích phân. Phương trình tích phân phi tuyến thường không xác định nghiệm duy nhất. Tuy nhiên, theo phương pháp của *Schmidt-Lichtenstien* [1], ta vẫn có thể thu được nghiệm của phương trình. Phương pháp này chỉ phù hợp ở miền tần số thấp. Phương pháp này yêu cầu khai triển lũy thừa của $P(h)$

$$P(h) = P(0) + P'(0)h + \frac{1}{2} P''(0)h^2 + \dots \quad (4)$$

hội tụ đều.

Trong khai triển này $P^{(n)}(0)$ là đạo hàm bậc n của $P(h)$ tại $h = 0$.

Giả sử $P(h) = g$ có một nghiệm và $[P'(0)]^{-1}$ tồn tại thì (4) có thể viết lại như sau

$$l = h + A_2(h^2) + A_3(h^3) + \dots \quad (5)$$

Với $l = [P'(0)]^{-1}[g - P(0)]$ và các hệ số tuyến tính

$$A_n = \frac{1}{n!} [P'(0)]^{-1} \cdot P^{(n)}(0)$$

Việc khai triển chuỗi ngược này có thể làm tương tự như một chuỗi vô hướng. Khai triển ngược của h phải được tìm thông qua l .

$$h = l + B_2(l^2) + B_3(l^3) + \dots \quad (6)$$

Trong trường hợp chuỗi vô hướng, h có thể tìm được bằng cách thay (6) vào (5) rồi đồng nhất các hệ số cùng bậc. Kết quả ta được

$$B_2 = -A_2$$

$$B_3 = 2A_2A_2 - A_3 \quad (7)$$

$$B_4 = 5A_2A_3 - A_4 - 5A_2A_2A_2$$

$$B_5 = 6A_2A_4 + 3A_3A_3 + 14A_2A_2A_2A_2 - A_5 - 21A_2A_2A_3$$

.....

Nội dung cơ bản của phương pháp *Schmidt-Lichtenstien* là sử dụng (7) để tìm ra các hệ số B_n của khai triển ngược từ khai triển thuận (5). Hàm h thu được từ (6) chính là nghiệm của phương trình tích phân phi tuyến (3) với điều kiện l nằm trong miền hội tụ của chuỗi (6).

Khi áp dụng phương pháp này trong việc giải bài toán ngược trọng lực, tích phân mặt (2) cũng phải được khai triển như một chuỗi lũy thừa. Điều này có thể thực hiện được khi tiến hành khai triển thành chuỗi *Taylor* của $1/R_b$ theo z . Sau khi tính thành phần bậc không của chuỗi rồi đưa ra khỏi dấu tích phân, ta thu được kết quả sau:

$$g = 2\pi\gamma\rho z_0 - \gamma\rho \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{n!} \left(\frac{\partial}{\partial z^n} \right) \left(\frac{1}{R} \right) \right)_{z=z_0} h^n(x, y) dx dy. \quad (8)$$

Như chúng ta đã biết, khi chuyển từ miền không gian sang miền tần số thông qua phép biến đổi *Fourier* sẽ làm cho việc giải bài toán ngược trọng lực trở nên rất thuận tiện. Một lợi thế nữa là trong miền tần số ta có thể giải được bài toán ngược trọng lực cho cả trường hợp bài toán hai và ba chiều vì thời gian chi phí trên máy sẽ được giảm đi đáng kể.

Việc chuyển đổi từ miền không gian sang miền tần số và ngược lại được thực hiện thông qua phép biến đổi *Fourier* như sau:

$$\tilde{g}(f) = F(g) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) e^{-2\pi i(f, x)} dx \quad (9a)$$

$$g(x) = F^{-1}(g) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}(f) e^{2\pi i(f, x)} df. \quad (9b)$$

Khi áp dụng khai triển *Fourier*, *Parker* [5] đã đưa ra công thức xác định phổ dị thường trọng lực gây ra bởi mật phân chia mật độ là

$$\Delta \tilde{g}(f) = 2\pi\gamma\rho e^{-2\pi |f| z_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-2\pi |f|)^{n-1}}{n!} F(h^n) \quad (10)$$

ở đây $\Delta \tilde{g}(f)$ là khai triển *Fourier* của dị thường trọng lực.

$$\Delta \tilde{g}(f) = F(g - 2\pi\lambda \rho z_0)$$

Trong công trình của mình, *Parker* đã chỉ ra rằng khai triển thuận (10) là hội tụ đều với mọi h . Theo (5):

$$l = h + A_2(h^2) + A_3(h^3) + \dots$$

thì (10) có thể viết như một chuỗi lũy thừa bình thường:

$$l = \frac{F^{-1} \left[\Delta \tilde{g}(f) e^{2\pi |f| z_0} \right]}{2\pi\lambda\rho} \quad (11)$$

và

$$A_n = F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)^{n-1}}{n!} F.$$

Để thu được chuỗi ngược (6), các hệ số B_n phải được tính theo (7)

$$\begin{aligned} B_2 &= -F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)}{2} F \\ B_3 &= 2F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)}{2} F F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)}{2} F \\ &\quad - F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)^2}{6} F = F^{-1} \frac{(-2\pi |f|)^2}{3} F \end{aligned} \quad (12)$$

$$B_4 = -F^{-1} \frac{(-2\pi|f|)^3}{4} F; \quad B_5 = F^{-1} \frac{(-2\pi|f|)^4}{5} F; \quad B_n = F^{-1} \frac{(2\pi|f|)^{n-1}}{n} F.$$

Từ đó suy ra chuỗi ngược:

$$h = \sum_{n=1}^{\infty} F^{-1} \frac{(2\pi|f|)^{n-1}}{n} F(f^n). \quad (13)$$

Khác với khai triển thuận (10), khai triển ngược không hội tụ đều với mọi L . Nhằm phân tích sự hội tụ cần xem xét chuỗi sau:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2\pi|f|)^{n-1}}{n} F(f^n) \quad (14)$$

Cũng theo *Parker*, $l(x,y)$ được cho ở (11) phải triệt tiêu ở ngoài vùng khảo sát D . Khi đó:

$$\left| F(f^n) \right| = \left| \int_D l^n e^{-2\pi i(f \cdot x)} dx \right| \leq L^n a \quad (15)$$

ở đây $L = \max |l(x,y)|$ và a là diện tích miền D .

Do vậy chuỗi (14) đạt cực đại khi

$$\left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2\pi|f|)^{n-1}}{n} F(f^n) \right| = \frac{a}{2\pi|f|} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2\pi|f|L)^n}{n}. \quad (16)$$

Chuỗi vô hướng hội tụ tốt nếu $2\pi|f|L < 1$. Do đó việc lọc tần số phải được thực hiện với tần số cắt $f_0 = (1/2)\pi L$ để đảm bảo cho sự hội tụ của chuỗi ngược. Việc lọc này có thể áp dụng đối với tất cả các bậc của l vì l^n không nhất thiết phải có cùng tần số cắt với l .

Lưu ý rằng tần số cắt theo lý thuyết nói ở trên khá giống với tần số trong phương pháp lặp của *Oldenburg* (1974) [3]. Áp dụng cho thành phần bậc nhất của các lớp tương đương, $L = \max |l|$ tương đương với $H = \max |h|$ là cực đại của hàm độ cao. Tuy nhiên, nếu chọn bộ lọc tần số thấp thì chắc chắn không tránh khỏi việc mất các thông tin về phía tần số cao. Điều này làm cho ta không có được sự phân tích chi tiết các dị thường trọng lực nhưng lại đảm bảo cho chuỗi ngược hội tụ. Sự hạn chế này không đáng kể vì trong thực tế những đối tượng gây nhiễu có bước sóng nhỏ ở gần bề mặt và chỉ gây ra hiệu ứng nhỏ lên dị thường trọng lực.

Ngoài ra sự tồn tại duy nhất nghiệm của bài toán còn bị hạn chế bởi độ bất định của các giá trị ρ và z_0 . Thường trong thực tế, những số liệu này xem như được biết trước qua các phương pháp địa vật lý khác.

III. XÂY DỰNG BỘ LỌC NGƯỢC ĐỐI VỚI CÁC DẠNG KHÁC NHAU CỦA MÔ HÌNH MẶT PHÂN CHIA MẬT ĐỘ

Trên cơ sở các thuật toán đã trình bày ở trên, trong phần này, ta thực hiện việc tính toán nhằm xác định ranh giới mặt phân chia mật độ dọc theo tuyến quan sát trên các mô hình số. Các thông số nhập vào gồm có: số điểm quan sát trên tuyến, giá trị dị thường *Bouguer*, mật độ dư, độ sâu trung bình tới mặt phân chia mật độ mà trên đó cấu trúc địa chất thay đổi. Nó được đưa ra nhờ các thông tin về địa chất, các kết quả nghiên cứu của các phương pháp địa vật lý khác.

Việc tính toán thử nghiệm được thực hiện trên bốn mô hình lần lượt từ đơn giản đến phức tạp dưới đây.

Bảng 1. Các thông số của vật thể gây nhiễu địa chất

STT vật	Mô hình 1				Mô hình 2				Mô hình 3			
	H	R	σ	X_0	H	R	σ	X_0	H	R	σ	X_0
1	0,5	0,3	1,0	10	0,2	0,1	0,5	10	0,2	0,1	-0,2	18
2	1,0	0,5	-1,0	18	0,15	0,1	-0,5	18	0,15	0,15	0,25	34
3	0,5	0,4	0,35	34	0,2	0,15	0,2	34	0,15	0,1	0,15	40
4	0,5	0,3	-0,5	40	0,2	0,15	0,3	40	0,3	-0,1	-0,15	48
5	1,0	0,5	-0,3	48	0,15	0,1	-0,2	48				
6	0,5	0,3	-1,0	54	0,2	0,1	-0,5	54				

1. Mô hình 1

Trên mô hình thứ nhất, môi trường địa chất mà ta khảo sát chỉ gồm một mặt phân chia mật độ có dạng một nếp lồi độ sâu trung bình $z = 7,0$ km và mật độ dư $\sigma = 0,25$ g/cm³. Tuyến khảo sát gồm có 64 điểm quan sát, khoảng cách giữa các điểm được chọn là $\Delta x = 1$ km. Dị thường trọng lực do ranh giới phân chia mật độ này gây ra được tính toán theo phương pháp của *Murthy* và *Rao* [2]. Dị thường này được sử dụng như là dị thường quan sát để giải bài toán ngược theo phương pháp đã đưa ra.

Như ta đã biết, dị thường trọng lực quan sát được là dị thường tổng gồm nhiều thành phần có các bước sóng khác nhau. Chính vì vậy, theo phương pháp này, việc giải bài toán ngược được chúng tôi thử nghiệm thực hiện trên các dải tần số (bộ lọc) sau:

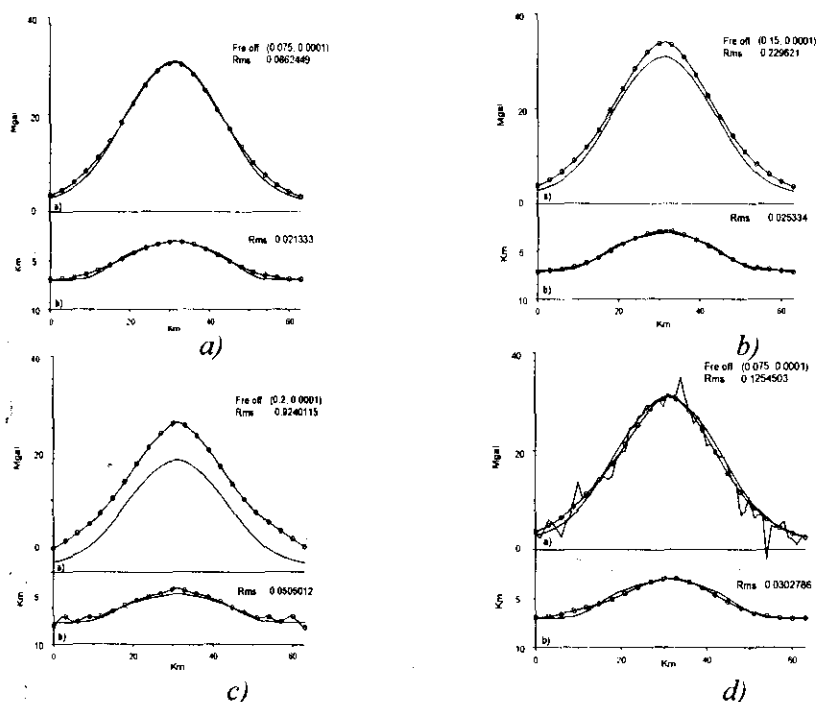
Bộ lọc 1: (0,0001; 0,075) rad/km;

Bộ lọc 2: (0,0001; 0,15) rad/km;

Bộ lọc 3: (0,0001; 0,2) rad/km.

Kết quả tính toán với các bộ lọc này tương ứng được đưa ra trong các hình 1a, b, c. Độ lệch bình phương trung bình giữa kết quả tính toán và mô hình thực tế (Rms) cũng được đưa ra nhằm khảo sát độ chính xác của phương pháp. Kết quả tính toán cho thấy rằng, đối với mô hình 1, bộ lọc (0,075; 0,0001) cho kết quả xác định ranh giới phân chia mật độ chính xác hơn cả. Độ sâu tới mặt phân chia mật độ tìm được khá phù hợp với mô hình ban đầu.

Để khảo sát thêm hiệu quả của phương pháp này khi áp dụng để tính toán trên các tài liệu trọng lực đo đạc được ngoài thực tế, vốn bị ảnh hưởng của nhiễu ngẫu nhiên trong quá trình đo đạc cũng như các nhiễu địa chất gây bởi các đối tượng nằm nông, gần bề mặt quan sát, chúng tôi tiến hành thử nghiệm việc tính toán trên các dị thường đã được cài nhiễu (hình 1d). Ở đây, nhiễu được cài vào bao gồm nhiễu ngẫu nhiên, tuân theo quy luật phân bố chuẩn của Gauss và nhiễu địa chất gây ra bởi các hình trụ vật chất nằm nông, có các thông số được đưa ra trong bảng 1. Kết quả tính toán cho thấy với bộ lọc đã lựa chọn, sự có mặt của các loại nhiễu trên hầu như không làm ảnh hưởng tới độ chính xác của việc xác định độ sâu tới ranh giới phân chia mật độ.



Hình 1. Kết quả giải bài toán ngược xác định ranh giới phân chia mật độ (mô hình 1)

- a) — Dị thường quan ∇ Dị thường quan sát đã cải nhiễu —♦— Dị thường tính toán
b) — Mô hình ranh giới —♦— Ranh giới theo kết quả tính toán • Các vật thể gây nhiễu

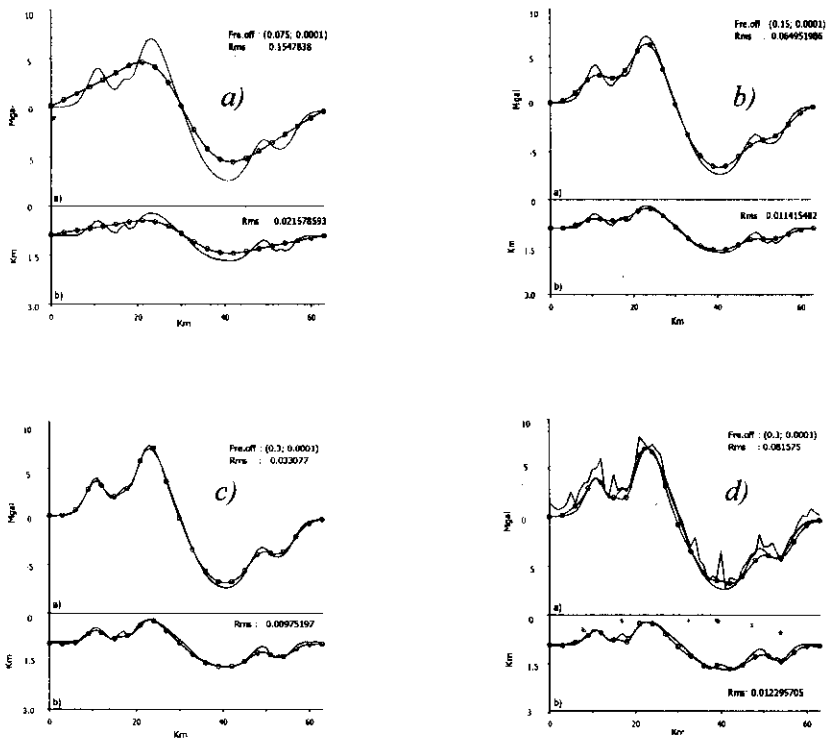
2. Mô hình 2

Đối với mô hình thứ hai, môi trường địa chất mà ta khảo sát cũng chỉ gồm một mặt phân chia mật độ nhưng có cấu trúc phức tạp hơn. Ngoài dạng chung là cấu trúc có dạng uốn nếp, trên nó còn có nhiều đơn vị cấu trúc gây dị thường trọng lực nhỏ hơn. Đối với mô hình này, độ sâu trung bình trên đó cấu trúc địa chất thay đổi được lấy là $z = 1,045$ km, mật độ dư $\sigma = 0,25$ g/cm³. Tuyến khảo sát gồm 64 điểm quan sát và khoảng cách giữa các điểm vẫn là 1 km. Cũng như đối với các mô hình một, ở đây chúng tôi cũng thực hiện việc tính toán đối với dị thường do mặt phân chia mật độ này gây ra với các bộ lọc khác sau:

Bộ lọc 1: (0,0001; 0,075) rad/km; Bộ lọc 2: (0,0001; 0,15) rad/km;

Bộ lọc 3: (0,0001; 0,3) rad/km

Kết quả tính toán đối với mô hình này được đưa ra trong các hình 2.a,b,c. Kết quả tính toán cho thấy rằng đối với dạng cấu trúc này, bộ lọc có dải tần cao hơn là (0,3; 0,0001) cho độ chính xác cao hơn cả. Điều này được giải thích bằng sự có mặt của các thành phần dị thường có bước sóng nhỏ trong dị thường quan sát. Bộ lọc này cũng được chúng tôi sử dụng để khảo sát trong trường hợp dị thường có cải nhiễu. Nhiều địa chất được tạo bởi các hình trụ tròn nằm ngang có các thông số được đưa ra trong bảng 1. Kết quả tính toán (hình 2d) cho thấy với bộ lọc đã lựa chọn, sự có mặt của nhiễu cũng hầu như không làm ảnh hưởng tới độ chính xác của việc xác định độ sâu tới ranh giới phân chia mật độ.



Hình 2. Kết quả giải bài toán ngược xác định ranh giới phân chia mật độ (mô hình 1)

- a) — Dị thường quan sát $\wedge$ Dị thường quan sát đã cài nhiễu — Dị thường tính toán
b) — Mô hình ranh giới — Ranh giới theo kết quả tính toán • Các vật thể gây nhiễu

3. Mô hình 3

Mô hình thứ ba mà chúng tôi tiến hành khảo sát là mô hình một bể trầm tích có cấu trúc khá phức tạp. Bên trong bản thân nó còn có các yếu tố cấu trúc nhỏ hơn nên trong dị thường quan sát có chứa các thành phần có bước sóng ngắn. Đối với mô hình này, độ sâu trung bình của đáy bể được lấy là $z = 1,0$ km, mật độ dư được chọn là $\sigma = 0,2$ g/cm³. Tuyến khảo sát gồm 64 điểm quan sát, khoảng cách giữa các điểm được chọn là $\Delta x = 1,0$ km. Dị thường trọng lực do bể trầm tích này gây ra vẫn được tính toán theo phương pháp của Murthy và Rao[2]. Dị thường này được sử dụng như dị thường quan sát để giải bài toán ngược theo phương pháp đã đưa ra.

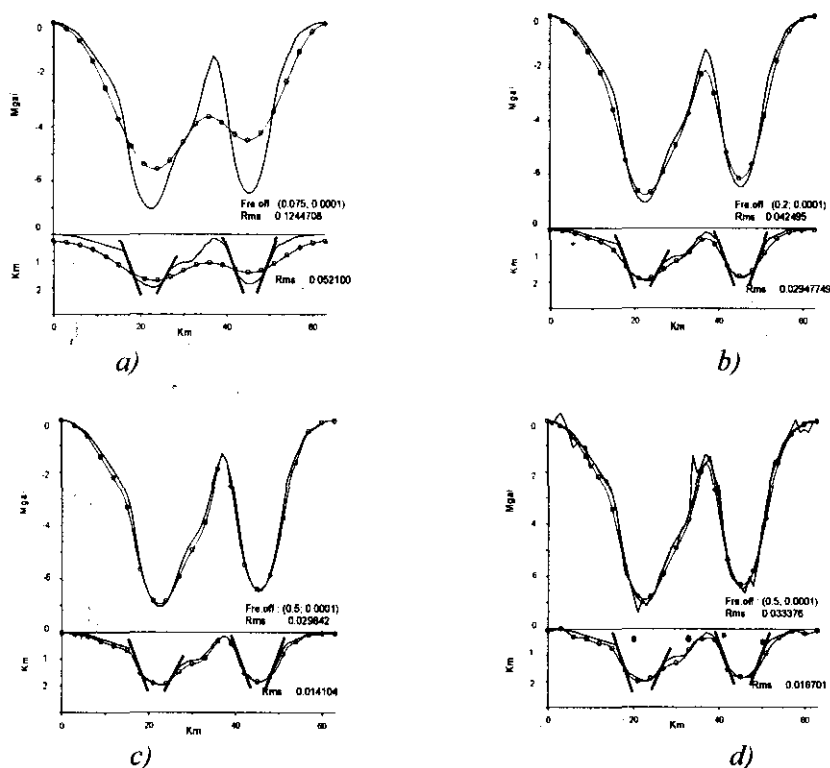
Đối với mô hình này, việc tính toán cũng được thực hiện trên các dải tần sau:

Bộ lọc 1: (0,0001; 0,075) rad/km; Bộ lọc 2: (0,0001; 0,2) rad/km; Bộ lọc 3: (0,0001; 0,5) rad/km

Kết quả tính toán được đưa ra trong các hình 3a, b, c. Sai lệch bình phương trung bình giữa kết quả tính toán và mô hình thực tế đối với mỗi bộ lọc cũng được đưa ra nhằm khảo sát độ chính xác của phương pháp. Kết quả tính toán cho thấy rằng đối với dạng cấu trúc này của ranh giới phân chia mật độ, bộ lọc có dải tần cao hơn nữa là (0,5; 0,0001) cho kết quả xác định độ sâu của ranh giới chính xác hơn cả.

Để khảo sát ảnh hưởng của nhiễu đến quá trình giải bài toán ngược, việc cài nhiễu vào dị thường quan sát khi tính toán với bộ lọc này cũng đã được chúng tôi thực hiện. Ở đây, nhiễu địa

chất được tạo bởi các hình trụ tròn nằm ngang có các thông số được đưa ra trong bảng 1. Kết quả tính toán trong trường hợp này được đưa ra trong hình 3d.



Hình 3. Kết quả giải bài toán ngược xác định ranh giới phân chia mật độ (mô hình 3)

- a) — Dị thường quan sát - - - Dị thường quan sát đã cài nhiễu —○— Dị thường tính toán
b) — Mô hình ranh giới —□— Ranh giới theo kết quả tính toán • Các vật thể gây nhiễu

IV. KẾT LUẬN

Trên cơ sở những kết quả thu được từ việc tính toán thử nghiệm trên các mô hình, chúng tôi rút ra một số nhận xét sau:

- Với các bộ lọc xây dựng được cho từng loại mô hình cấu trúc, việc giải bài toán ngược trọng lực xác định ranh giới phân chia mật độ theo phương pháp này có độ chính xác khá cao. Trong cả ba dạng mô hình cấu trúc mà ta khảo sát sai số bình phương trung bình về độ sâu tới ranh giới phân chia mật độ cũng như độ sâu của bề trầm tích đều không vượt quá $4 \cdot 10^{-2}$ km.

- Do không cần tới việc giải bài toán thuận lặp đi lặp lại nhiều lần, nên so với phương pháp lựa chọn, phương pháp này giảm thời gian tính trên máy một cách đáng kể. Điều này đặc biệt có ý nghĩa khi ta giải bài toán ngược trọng lực ba chiều.

- Với việc đưa vào các bộ lọc tần số trong quá trình giải ngược, việc lọc nhiễu (nhiều ngẫu nhiên mắc phải trong quá trình đo đạc và nhiễu địa chất gây ra bởi các đối tượng địa chất nằm nông, gần bề mặt đã được thực hiện một cách tự động trong quá trình tính toán.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. [1].Granser, H. - Nonlinear inversion of gravity using the Schmidt - Lichtenstein approach. Geophysics, 1987, Vol.52, pp .88-93.
2. Murthy I.V.R. and Rao P. - Two subprograms to calculate gravity anomalies of bodies of finite and infinite strike length with the density contrast differing with depth, Computers & Geosciences **15** (8) (1989) 1265-1277.
3. Oldenburg D. W. - The inversion and interpretation of gravity anomalies: Geophysic **39** (1974) 526-536.
4. Parer R. L. - The rapid calculation of potential anomalies: Geophys. J. Roy.Astr. Soc. **31** (1973) 447-455.
5. Radhakrishna Murthy I. V. and Rama Rao P.- Inversion of gravity and magnetic anomalies of two dimensional polygonal cross sections, Computer & Geosciences **19** (1993) 1228-1993.
6. Richard J, Blakely - Potential theory in gravity and magnetic application, Cambridge University Press, 1996.
7. Telford W. M., Geldart L. P., Sheriff R. E., and Keys D. A. - Applied geophysics, Cambridge University Press, 1982.
8. William H. Press, Brian P. Flannery - Numerical Recipes, Cambridge University Press, 1990.

SUMMARY

BUILDING INVERSE FILTER TO DETERMINE DENSITY CONTRAST SURFACES BY GRAVITY DATA

In this paper, we researched for the application of gravity inversion method in frequency domain to determine density contrast surfaces. A series of inverse filter concerning to various kinds of density contrast surfaces was build by modeling of geology environment. Received results of the application of these inverse filters to define depth to density contrast surfaces had highly exact and stable.

Địa chỉ:

Nhận bài ngày 4 tháng 8 năm 2006

Khoa Vật lí, Trường Đại học Khoa học tự nhiên, Đại học Quốc gia Hà Nội.