УДК 550.831

О.И. Журавлева, О.Р.Денисюк

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ПЛОТНОСТНЫХ МОДЕЛЕЙ СТРУКТУРНОЙ ГРАВИМЕТРИИ ДЛЯ СЛОЖНОПОСТРОЕННЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КРИТЕРИЕВ ОПТИМАЛЬНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ

Рассматриваются алгоритм и методика решения обратной задачи структурной гравиметрии на основе использования критериев оптимальности в метриках L_2 и С в классах плотностных границ и распределений плотности.

Розглядаються алгоритм та методика розв'язку оберненої задачі структурної гравіметрії на основі застосування критеріїв оптимальності в метриках L_2 и С в класах густиних границь та розподілу густини.

Algorithms and methods for solving the inverse problem of structural gravity using the optimality criteria in metrics L_2 and C in classes of density boundaries and density distributions are considered.

Проблема построения плотностных моделей геологических объектов, адекватных реальным геологическим ситуациям, является весьма актуальной, так как плотность самым тесным образом связана с вещественным составом пород и отображает их литологию, а также особенности геологического строения. В настоящее время на первый план выдвигается задача детального изучения разрезов сложнопостроенных сред по данным геофизических и, в частности, гравиметрических исследований. Для описания таких сред часто используются модели структурного типа, которые позволяют аппроксимировать широкий класс объектов, особенно в нефтяной геологии. При этом в обратной задаче гравиразведки в рамках такой модели искомыми являются либо плотности геологических объектов, разделенных плотностными границами (линейная задача), либо глубины этих границ (нелинейная задача).

Проблемой поиска решений обратной задачи структурной гравиметрии занимались многие исследователи как в направлении изучения аналитических свойств получаемых решений, единственности и устойчивости их, так и в направлении разработки методов и алгоритмов интерпретации гравиметрических данных для слоистых моделей сред. Наибольшее распространение для решения данной задачи получили методы подбора, например в работах Страхова В.Н., Старостенко В.И., Булаха Е.Г и многих других, в которых отдельные плотностные слои аппроксимируются набором элементарных тел, гравитационный эффект от которых сравнительно легко вычисляется, и в дальнейшем ищутся либо плотности этих тел (линейная задача), либо их геометрические характеристики (нелинейная задача). При этом критерием правильности решения служит мера близости теоретического и измеренного полей. Эта мера выражается функционалом, являющимся нормой разностного поля в некотором метрическом пространстве (как правило L2) и ставится задача безусловной минимизации такого функционала.

Для сложных геологических объектов с целью их адекватного описания, особенно в трехмерном случае, необходимо очень большое число таких тел, что приводит в итоге к плохо обусловленным системам линейных или нелинейных уравнений большой размерности, решение которых само по себе становится проблематичным. Это вынуждает уменьшать количество выбранных тел, что ухудшает аппроксимационные возможности модели, или применять регуляризацию по А. Н. Тихонову, что также сглаживает решение. Одновременно в этих случаях резко возрастают эффекты эквивалентности при решении обратной задачи. В то же время доказанные теоремы единственности, как правило, накладывают достаточно жесткие исходные условия и не всегда отвечают требованиям практики.

Таким образом, при изучении сложнопостроенных сред гравиметрические данные рассматриваются уже не как самостоятельная информация, а как дополнение к комплексу данных об изучаемом объекте, полученному различными геолого-геофизическими методами, а основной задачей является построение не собственно гравиметрической модели, а модели непротиворечивой по всему комплексу данных.

Хорошие возможности по учету априорной информации и построению активных классов единственности, отвечающих реальной геологической ситуации дает критериальный подход, предложенный А.И. Кобруновым [1] и развитый в трудах его учеников, в частности, в работах [2-5]и других (полный обзор развития метода дан в работах А.И. Кобрунова [1 и др.]). Рассмотрим постановку обратной задачи структурной гравиметрии для сложнопостроенных сред в рамках этого подхода.

Пусть по некоторым геолого-геофизическим данным построена плотностная модель, характеризующаяся вектором параметров $\boldsymbol{X_0}$. В структурной задаче под $\boldsymbol{X_0}$ будем понимать функции, описывающие либо глубины плотностных границ $\boldsymbol{f(x,y)}$, либо плотности пластов $\boldsymbol{\sigma(x,y)}$, зависящие от горизонтальных координат. Необходимо найти такой вектор параметров $\boldsymbol{X}$, который был бы максимально близок к $\boldsymbol{X_0}$. За меру близости принимается функционал, являющийся нормой в некотором метрическом пространстве, чаще всего L_2 и C. Тогда задачу можно поставить таким образом:

$$I(\mathbf{X}) = \|\mathbf{X} - \mathbf{X}_0\|_{L_2} \to \min \qquad \text{а}$$

$$I(\mathbf{X}) = \|\mathbf{X} - \mathbf{X_0}\|_C \to \min \qquad \text{б} \qquad (1)$$

Непосредственное решение задачи (1) тривиально — $\boldsymbol{X=X_0}$, поэтому для получения геологически содержательных решений необходимо ее дополнить некоторым условием. В гравиметрии естественным условием является необходимость того, чтобы теоретическое поле, рассчитанное от параметров $\boldsymbol{X}$, совпадало с измеренным. Тогда постановка задачи будет следующей:

$$\begin{cases} \|\mathbf{X} - \mathbf{X_0}\| \to \min \\ A\mathbf{X} = U \end{cases}, \qquad (2)$$

где U — вертикальная производная гравитационного потенциала U_z или его градиенты U_{xz} , U_{yz} , , U_{zz} , A — оператор прямой задачи.

Исходя из этого, обратную задачу можно сформулировать следующим образом: необходимо найти такое распределение параметров $\boldsymbol{X}$, доставляющих минимум функционалу (1), поле от которого совпадает с измеренными его значениями. Таким образом, из всего множества решений, удовлетворяющих наблюденное поле, выбирается в качестве оптимального то, которое минимизирует определенным образом сконструированный функционал качества решения (1). Этот функционал, называемый критерием оптимальности, содержит в свернутом виде априорную информацию о параметрах среды. Он позволяет доопределить задачу и из множества эквивалентных решений выделить класс единственности, который соответствует заданному принципу оптимальности. Качество решения, таким образом, оказывается тесно связанным с нашими сведениями об объекте, а форма связи выбирается путем выбора того или иного вида функционала качества решения. Тем самым решение (2), доставляющее минимум функционалу (1а), будет оптимальным в метрике L_2, а функционалу (1б) — оптимальным в метрике C.

Функционалы (1а) и (1б) при поиске решений обратной задачи структурной гравиметрии в классе плотностных границ имеют вид:

$$\sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{(f_i(x,y) - f_i^*(x,y))^2}{\tau_i^2(x,y)} \, dx\, dy \to \min \tag{3}$$

$$\sup_{x,y,i} \left| F_i \ \Delta\sigma_i \ [f_i(x,y) - f_i^*(x,y)] \right| \to \min, \tag{4}$$

где N — количество плотностных границ, S — проекция области задания границ на плоскость $Z=0$, $\boldsymbol{f(x,y)}$ — искомые глубины границ, $\boldsymbol{f^*(x,y)}$ — глубины границ начальной модели, τ^2 — погрешность построения $\boldsymbol{f^*(x,y)}$ в условных единицах, $\boldsymbol{\Delta\sigma}$ **—** перепады плотности на границах, F **—** некоторые линейные операторы.

При решении задачи о поиске распределения плотности в пластах функционал (1) принимает вид:

$$\sum_{i=1}^{N} \int_S \frac{\left[\sigma_i(x,y) - \sigma_i^*(x,y)\right]^2}{\tau_i(x,y)} ds \to \min \tag{5}$$

$\boldsymbol{\sigma(x,y)}$ — искомые плотности пластов, $\boldsymbol{\sigma^*(x,y)}$ — плотности пластов начальной модели, τ — погрешность задания плотности в условных единицах.

Функционалы (3) и (5) позволяют получить решение, параметры которого ближайшие к исходной модели в среднеквадратичном смысле. Это правомерно, если погрешности построения исходной модели не являются систематическими, а зависят от многих случайных величин, каждая из которых существенного влияния на точность их построения не оказывает, например, если фрагменты границ строятся по данным различных методов, информация которых равноправна, либо ее достоверность может формализоваться с помощью коэффициентов τ . Функционал (4) дает равномерное приближение решения, что существенно, если в исходной модели присутствуют систематические погрешности, например, границы построены по сейсморазведочным данным с использованием t_0 при неточном задании средних скоростей или неправильном выборе фазы на временном разрезе ОГТ. Как видим, выбор вида функционала качества решения и его построение играют важную роль для получения геологически содержательных решений.

Постановка (2) является основной при критериальном подходе, предложенном А.И. Кобруновым [1]. Задачи, аналогичные (2), называются экстремальными. Если функционал $I(\boldsymbol{X})$ является дифференцируемым по Фреше, то решением служит уравнение Эйлера-Лагранжа:

$$I'(X) = A'^{*}\varphi \tag{6}$$

где I' — производная Фреше функционала $I(\boldsymbol{X})$, A'^{*} — оператор, сопряженный к производной Фреше оператора A, φ — функция или множители Лагранжа. Сопряженный оператор определяется из условия $\langle y^* | A x \rangle = \langle A^* y^* | x \rangle$, где y^* — некоторый функционал на U, $\langle .|. \rangle$ — символ скалярного произведения. Как следует из вышесказанного, количество параметров $\boldsymbol{X}$ не связано с количеством точек измеренного поля. Дополнительным условием, налагаемым на (1), может быть условие, совпадения полей в одной, двух или произвольном количестве точек. Однако возможен случай, когда в некоторых точках поле от $\boldsymbol{X_0}$ совпадает с измеренным и, задав только эти точки, уточнения модели не удастся добиться. Вообще говоря, чем уже область значений оператора A (задано мало точек поля), тем шире множество его определения, и возможен случай, когда оно пересекается с множеством, определяемым (1). Если эти множества пересекаются или соприкасаются, то решение задачи (2) будет единственным и точным. Если же они не имеют общих элементов, то можно получить решение (2) с некоторой невязкой между полями, т. е. в рамках принятой модели нельзя точно подобрать некоторые компоненты гравитационного поля.

На основе уравнения (6) можно получить все выражения для решения обратных задач структурной гравиметрии, оптимальных в метрике пространства L_2, так как в этом случае функционал дифференцируем по Фреше.

Рассмотрим теперь геологически содержательную модельную ситуацию, удобную для описания слоистых моделей сред. В декартовой системе координат XYZ с осью Z, направленной вниз к массам, в области нижнего полупространства V, проекция которой на плоскость $Z=0$ есть S, имеется N пластов с плотностями $\sigma(x,y)$, разделенных $N+1$ плотностными границами, допускающими описание в виде произвольной функции горизонтальных координат $f(x,y)$. Подошвой i-го пласта служит $f_i(x,y)$, кровлей — $f_{i-1}(x,y)$. Влияние пород, залегающих вне области V, известно и вычтено из наблюденного поля, заданного в узлах прямоугольной сети (x_k, y_j) области S_0 плоскости $Z=0$. Тем самым предполагается, что $\sigma_0 = \sigma_{N+1} = 0$. Задана вертикальная производная гравитационного потенциала U_z.

Рассмотрим получение решений в классе плотностных границ, оптимальных в метрике L_2, минимизируемый функционал имеет вид (3). Распределение плотности в $\boldsymbol{i}$-том пласте описывается функцией $\sigma_i(x,y,)$. Тогда связь плотностной модели с компонентой U_z выразится следующим уравнением:

$$\sum_{i=1}^{N} \iint_S \int_{f_{i-1}(x,y)}^{f_i(x,y)} \frac{\sigma_i(x,y) z \; dx\, dy\, dz}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + z^2]^{3/2}} = \frac{U_z(x_k, y_j)}{\gamma},$$

$k = 1, 2,..., L_x, j = 1, 2,..., L_y$. L_x, L_y – количество точек задания поля по осям x и y соответственно.

Проинтегрировав данное выражение по z, учитывая, что $\sigma_0=\sigma_{N+1}=0$, подставив пределы интегрирования, получим:

$$\sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{\Delta\sigma_i(x,y)}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}}]dxdy = \frac{U_z(x_k, y_j)}{\gamma}, \qquad (7)$$

где $\Delta\sigma_i(x,y)=\sigma_{i-1}(x,y)-\sigma_i(x,y)$. Таким образом, постановка задачи (2) принимает вид:

$$\sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{(f_i(x,y) - f_i^*(x,y))^2}{\tau_i^2(x,y)} \, dx\, dy \to \min$$

$$\sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{\Delta\sigma_i(x,y)}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}}]dxdy = \frac{U_z(x_k, y_j)}{\gamma}, \qquad (8)$$

Функционал (3) является дифференцируемым по Фреше, и можно записать явный вид уравнения (6):

$$f_i(x,y) = f_i^*(x,y) + \tau_i^2(x,y) \sum_{k=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{L_y} \lambda_{kj} \frac{\Delta\sigma_i(x,y) f_i(x,y)}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{3/2}}, i=0,1,...,N. \qquad (9)$$

Здесь λ_{kj} — множители Лагранжа, имеющие размерность U_z и связанные с ним. Выражение (9) — нелинейное интегральное уравнение относительно $f(x,y)$. Общая схема решения уравнений типа (9) следующая. Подставив (9) в (7), решаем полученное уравнение относительно λ_{kj} . Если правая часть (7) содержит погрешности, то этого решения может не существовать. Тогда, используя идеи метода подбора, можно получить его “квазирешение”. Далее, подставив найденные значение λ_{kj} в (9), находим все глубины плотностных границ $f(x,y)$. Такой подход легко реализуем в случае линейности оператора A. В данном случае оператор A нелинеен, и этот подход приводит к громоздким интегральным уравнениям, которые затруднительно решить даже численными методами.

Рассмотрим теперь процесс получения решений, оптимальных в метрике C с функционалом вида (4). Если исходная геоплотностная модель содержит систематические погрешности, то решения, полученные по уравнению типа (9), являясь наилучшим приближением в среднем, не будут оптимальными по отношению к ней. В этом случае наилучшим приближением будет равномерное, при котором минимизируемый функционал имеет вид (1б). Равномерное приближение дает возможность получать решения, максимально “похожие” на исходную модель, т. е. максимально корреляционно с ней связанную.

Примем, что область ***S*** неограничена. Тогда постановка задачи (2) имеет вид:

$$\begin{cases} \sup\limits_{x,y,i} \left| F_i \Delta\sigma_i [f_i(x,y) - f_i^*(x,y)] \right| \to \min \\ \sum\limits_{i=0}^{N} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\sigma_i(x,y) dxdy}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}} = \frac{U_z(x_k, yj)}{\gamma}, \end{cases} \qquad (10)$$

где $\Delta\sigma$ — перепады плотности на границах. Функционал (4) уже недифференцируем по Фреше и получить уравнение Эйлера-Лагранжа (6) невозможно.

А. И. Кобруновым и О. И. Журавлевой [3] было получено следующее уравнение, дающее решение поставленной задачи:

$$H_i^{\sigma}(\omega,\nu)=[\Delta\sigma_i(x,y)h_i(x,y)]^{\wedge}=K_i(\omega,\nu)\{\frac{\Delta U(\omega,\nu)}{\gamma}-2\pi\sum_{i=0}^{N}\exp(-|W|z_i)\sum_{k=2}^{\infty}\frac{(-|W|)^{k-1}}{k!}\times$$

$$\times[\Delta\sigma_i(x,y)h_i^k(x,y)]^{\wedge}\}/2\pi\sum_{i=0}^{N}K_i(\omega,\nu)\exp(-|W|z_i),\quad i=0,1,\ldots,N. \tag{11}$$

Здесь $h_i(x,y)=f_i(x,y)-z_i$ — превышения глубин границ над некоторыми постоянными уровнями, $\wedge,\vee$ — операции прямого и обратного преобразований Фурье, $W=(\omega^2+\nu^2)^{1/2}$, $\Delta U(\omega,\nu)$ — спектр разницы полей от исходной модели и измеренного, $K(\omega,\nu)$ — спектр функций, свойства которых должны наследоваться в решении, другими совами, на которые максимально “похожим” должно быть решение. Обычно за них принимаются функции, описывающие глубины границ начальной модели. Есть возможность вводить весовые коэффициентами, указывающие на достоверность задания участков границ. Искомые превышения определятся: $h_i(x,y)=[H_i^{\sigma}(\omega,\nu)]^{\vee}/\Delta\sigma_i(x,y)$. Найдя таким образом превышения, вычислим глубины границ по формуле — $f_i(x)=h_i(x)+z_i$.

Строить вычислительные алгоритмы по уравнениям типа (9) невозможно из-за нелинейности оператора A, а (11) — из-за его неограниченности. Поэтому для решения подобных уравнений построены устойчивые итерационные процедуры. Для решения интегральных уравнений (9) был построен [1,2] следующий итерационный процесс:

$$f_m^{n+1}(x,y)=f_m^n(x,y)+\alpha_n\tau_m^2(x,y)\sum_{k=1}^{L_x}\sum_{j=1}^{L_y}[\sum_{i=0}^{N}[\iint_S\frac{\Delta\sigma_i(x,y)}{R^n(x,y)}]dxdy-\frac{U_z(x_k,y_j)}{\gamma}]\times$$

$$\times\frac{\Delta\sigma_m(x,y)]f_m^n(x,y)}{\{R^n(x,y)\}^3}, \tag{12}$$

$$R^n(x,y)=[(x-x_k)^2+(y-y_j)^2+\{f_i^n(x,y)\}^2]^{1/2}.$$

Для создания эффективных алгоритмов, основанных на уравнении (11) в [3] предложен итерационный процесс другого вида:

$$h_i^{n+1}(x,y)\Delta\sigma_i(x,y)=h_i^n(x,y)\Delta\sigma_i(x,y)+[\frac{K_i(\omega,\nu)\Delta U^n(\omega,\nu)}{U_0(\omega,\nu)+\alpha(|W|^2+1)}]^{\vee}, \tag{13}$$

где $U_0(\omega,\nu)=2\pi\sum_{i=0}^{N}K_i(\omega,\nu)\exp(-|W|z_i)$, α — параметр регуляризации.

Процессы, подобные (12), (13) послужили основой для создания алгоритмов и вычислительных схем поиска решений обратной задачи гравиметрии в классе плотностных границ, оптимальных в метрике L_2 и C.

Рассмотрим теперь задачу определения плотности пластов. Для получения решений, оптимальных в метрике L_2, минимизируемый функционал имеет вид (5) или, переходя к скачкам плотности на плотностных границах:

$$I(\Delta\sigma(s)) = \sum_{i=0}^{N} \int_S \frac{\left[\Delta\sigma_i(s) - \Delta\sigma_i^*(s)\right]^2}{\tau_i^2(s)} ds \to \min \tag{14}$$

Тем самым, для случая, когда на плоскости *Z=0* компонента поля U_z задана непрерывно, решается следующая задача:

$$\begin{cases} \sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{\left[\Delta\sigma_i(x,y) - \Delta\sigma_i^*(x,y)\right]^2}{\tau_i(x,y)} dx\,dy \to \min \\ \sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{\Delta\sigma_i(x,y)\ dx\ dy}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}} = \frac{U(x_k, y_j)}{\gamma} \end{cases} . \tag{15}$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа (6) для (15) будет иметь вид:

$$\Delta\sigma_i(x,y) = \Delta\sigma_i^*(x,y) + \tau_i^2(x,y) \sum_{k=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{L_y} \frac{\lambda_{kj}}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}}, \tag{16}$$

Уравнение (16) является линейным по отношению к λ_{kj}, и для ее нахождения можно воспользоваться общей схемой, описанной ранее. Подставим (16) во второе из уравнений (15) и, сделав элементарные преобразования, получим следующее линейное интегральное уравнение для определения λ_{kj}:

$$\sum_{i=0}^{N} \iint_S [\sum_{k=1}^{L_x} \sum_{j=1}^{L_y} \frac{\lambda_{kj}}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}}] \times$$
$$\times \frac{dxdy}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}} = \frac{\Delta U(x_k, y_j)}{\gamma}, \tag{17}$$

где $\Delta U(x_k, y_j)$ - разность между полем $U(x_k, y_j)$ и $U^*(x_k, y_j)$ - полем от первоначальной модели.

Если в правой части (17) содержатся погрешности, то, используя идеи методов подбора, можно получить его "квазирешение". Далее, подставив найденные λ_{kj} в уравнение (16), можно получить скачки плотности $\boldsymbol{\Delta\sigma}$, а затем и плотности пластов. Однако на таком пути также встречаются определенные трудности. Так как λ_{kj} имеет размерность измеренного гравитационного поля, а для трехмерных моделей количество точек задания поля может достигать десятков тысяч, то в результате получается плохо обусловленная система линейных уравнений большой размерности, решение которой неустойчиво. Поэтому использован другой путь. Поскольку (16) по своей структуре подобно уравнениям, полученным при исследовании поиска решений в классе плотностных границ, то для его решения можно применить итерационные процессы, подобные (12), (13). Это унифицирует вычислительные алгоритмы и позволяет перенести все результаты при исследовании данных процессов на случай поиска плотности в пластах. Для уравнения (16) процесс имеет вид:

$$\Delta\sigma_i^{n+1}(x,y) = \Delta\sigma_i^n(x,y) + \alpha_n \tau_i^2(x,y) \times$$
$$\times \iint_{S_0} \frac{\xi^n(x_k, y_j)}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}}, \tag{18}$$

где $\xi^n(x_k, y_j) = \sum_{i=0}^{N} \iint_S \frac{\Delta\sigma_i^n(x,y)dxdy}{[(x-x_k)^2 + (y-y_j)^2 + f_i^2(x,y)]^{1/2}} - \frac{U(x_k, y_j)}{\gamma}$.

При изучении распределений плотности в пластах, ближайших к наперед заданным в метрике С, используется модифицированный процесс (13). Он выглядит следующим образом:

$$h_i(x,y)\Delta\sigma_i^{n+1}(x,y) = h_i(x,y)\Delta\sigma_i^{n}(x,y) + [\frac{K_i(\omega,\nu)\Delta U(\omega,\nu)}{U_0(\omega,\nu)+\alpha(|W|^2+1)}]^{\vee}. \qquad (19)$$

В процедуре (19), в отличие от (13), при построении функций *K,* с которыми осуществляется свертка разностного поля, следует брать не глубины границ *f*, а перепады плотности $\Delta\sigma$. Приведенные соотношения (18) и (19) позволяют создать эффективные алгоритмы поиска распределений плотности в пластах в рамках слоистых моделей сред.

Основываясь на итерационных процессах, подобных (12), (13), (18), (19), была разработана методика одновременного поиска решений линейной и нелинейной обратных задач структурной гравиметрии, оптимальных как в метрике L_2, так и в метрике *C,* которая была реализована на протяжении ряда лет в виде программных комплексов, предназначенных для нахождения как глубин плотностных границ, так и распределения плотностей в пластах. Программное обеспечение создавалось на языке Фортран, а затем частично на Си. В связи с объемностью вычислений реализованы были варианты, при которых вся модель подбиралась либо с критерием в метрике L_2, либо в *C*. Созданное программное обеспечение прошло широкую апробацию, как на тестовых примерах, так и при обработке производственных материалов.

В то же время развитие компьютерных технологий и появление новых языков программирования позволило в настоящее время продолжить работы в этом направлении. Создается новая версия комплекса на языке C#, которая будет отличаться большей производительностью, более дружественным интерфейсом, а также рядом технологических особенностей.

Очевидно, что в исходной модели отдельные границы или скачки плотности могут содержать случайные погрешности, а другие — систематические. Тогда решение, найденное с использованием процедур, например, (12), будет оптимальным по отношению к одним границам и неоптимальным по отношению к другим. Параметром, связывающим процессы (12) и (13) служит величина разностного поля и его спектр, а само решение в рамках этих процедур осуществляется для каждой из границ в отдельности. В связи с этим в настоящее время удалось реализовать организацию вычислений таким образом, что в процессе решения одни границы подбираются по (12), а другие — по (13). Это относится даже к отдельным фрагментам границ. Аналогичная процедура реализуется и при поиске плотности в пластах с использованием процессов типа (18) и (19). Тем самым, предоставляется возможность более гибко учитывать качество геолого-геофизической информации, на основе которой построена первоначальная модель, и строить решения, наиболее адекватные ей.

Методы решения обратной задачи в классе распределения плотности в пластах, реализованные с использованием процедур типа (18) и (19), а также процессы (12) и (13) дают возможность решать смешанные задачи. При этом, поскольку решение ищется в рамках единой структурной модели, на первом этапе можно определять либо глубины плотностных границ, либо скачки плотности на них, а далее — другие неизвестные параметры. В этом случае сначала следует искать величины, заданные менее точно, и останавливать итерационный процесс по достижению заданного градиента невязки полей, а в последующем подбирать другие параметры. Вычисления можно организовать и таким образом, чтобы на одном шаге процедур осуществлялся поиск одних параметров, а на следующем — других, т. е. последовательно подбирать скачки плотности и глубины плотностных границ.

Список литературы

1. Кобрунов А.И. Теоретические основы решения обратных задач геофизики. Учебное пособие. - Ухта: УИИ, 1995, 226 с.

2. Денисюк Р.П. Программное обеспечение построения трехмерных плотностных моделей геологических объектов//Сборник научных трудов Национальной горной академии Украины. №3, Т2, стр. 230-234.

3. Кобрунов А.И., Журавлева О.И. Использование спектральных представлений для решения обратной задачи гравиметрии структурного типа (равномерная оптимизация)//Изв. АН СССР.- Сер. Физика Земли.- 1991.- №5.- С. 47-58.

4. Денисюк Р.П., Журавлева О.И. Плотностное моделирование нефтяных и газовых структур для изучения распределения физических параметров в пластах коллекторах// Сборник научных трудов НГУ. 2002 г., №14, т.1, с. 73-78.

5. Денисюк Р.П., Журавлева О.И. Плотностное моделирование геологических объектов – теория и методика. Науковий вісник НГУ. 2003 р., №8, с. 59-62.