

УДК УДК 519.63

Структурная интерпретация локальных кусочно-анизотропных геологических включений

© В. Н. Кризский¹, Р. Р. Яматов²

Аннотация. Рассматриваются алгоритмы компьютерного моделирования полей точечных источников постоянного электрического тока в кусочно-анизотропных квазифрактальных средах Жюлиа, описывающих рудные и пористые нефтегазонасыщенные среды. На основе вариационных алгоритмов А.Н.Тихонова строятся процедуры решения обратных задач по определению параметров квазифрактальных сред.

Ключевые слова: квазифрактальные пористые кусочно-анизотропные среды Жюлиа, поле постоянного тока, прямая и обратная задача

1. Введение

Большинство крупных нефтегазовых месторождений представляют из себя ассоциации слабоконтрастных и малоразмерных залежей углеводородов. Характеристики нефтегазонасыщенных систем, представленных пористыми или трещиноватыми средами, в существенной мере определяются хаотическим распределением зерен породы, капилляров и трещин по форме и размерам. Как известно, пористые среды – среды фрактальной структуры. Важной эксплуатационной характеристикой подобных систем является коэффициент проницаемости, который можно рассчитать, если знать распределение поровых пустот (коэффициент пористости и связность поровых каналов), т.е. если известна структура среды, отвечающая стохастическому распределению поровых пустот, капилляров и трещинных каналов.

Встречающихся в природе фрактальные структуры являются квазифракталами, поскольку на некотором малом масштабе фрактальность исчезает. Квазифрактал отличается от идеальных абстрактных фракталов конечностью, неполнотой и неточностью повторений структуры. В силу этого, для расчета физических полей в квазифрактальных средах, представимых вкраплениями одной среды в другую (заполненных флюидом пор в скелете, зерен одного вещества в другом и т.п.) могут быть использованы классические алгоритмы, учитывающие большое количество мелких анизотропных включений, генерируемых процедурами, реализующими при построении принцип фрактальности.

Разработка алгоритмов решения прямых и обратных задач математического моделирования геофизических полей в кусочно-анизотропных квазифрактальных средах предоставляет возможности поиска и прогноза слабоконтрастных и малоразмерных залежей углеводородов, а также оценки запасов нефти на разрабатываемых нефтегазовых месторождений. Применение на практике технологии контроля над состоянием запасов позволит решить две важные в практическом отношении задачи:

- оптимизировать процесс добычи, что продлит срок эксплуатации разрабатываемых месторождений,
- возобновить добычу истощённых месторождений, когда будет установлен факт возобновления их запасов.

¹Профессор кафедры «Математическое моделирование», Стерлитамакская государственная педагогическая академия, г. Стерлитамак; Krizsky@rambler.ru.

²Аспирант кафедры «Математическое моделирование», Стерлитамакская государственная педагогическая академия, г. Стерлитамак; YamatovRim@yandex.ru.

Ранее в работах [1]-[3] на основе комбинации методов интегральных преобразований и интегральных уравнений были построены алгоритмы расчета стационарных и нестационарных физических полей в трехмерных кусочно-однородных средах с включениями. На их основе рассматривались обратные задачи определения границ и удельной проводимости включений в классе простых тел [4], тел вращения [5] и бесконечных цилиндрических тел [6,7] с аппроксимированной сплайном границей. В [8,9] результаты обобщены и распространены на кусочно-анизотропные среды.

В данной работе рассмотрены алгоритмы компьютерного моделирования стационарных электрических полей в квазифрактальных средах.

Для решения прямой задачи используются методы интегральных представлений с построением функции Грина вмещающего пространства и интегральных уравнений. На основе методов вариационного типа получены решения некорректной обратной задачи поиска параметров, положения и формы квазифрактального анизотропного тела.

Разработанные алгоритмы реализованы в комплексе программ и допускают распараллеливание при использовании суперкомпьютеров, многопроцессорных вычислительных комплексов или вычислительных кластеров.

2. Моделирование квазифрактальных сред Жюлиа

Рассмотрим множества Жюлиа ($J3D$), которые в кубе стороны 4 с центром в начале координат, при делении его на N^3 элементарных объемов, образуют квазифрактальные включения в виде совокупности элементарных объектов. В качестве элементарного объекта среды удобно рассматривать «куб» со сглаженными углами и ребрами, с гранями, параллельными координатным плоскостям и длинами ребер, много меньшими размеров всего фрактала, геоэлектрические свойства среды которого описываются симметричным постоянным тензором удельной электрической проводимости.

Для построения множества $J3D$ рассмотрим последовательности гиперкомплексных чисел $w_m(k)$, построенных для любого гиперкомплексного числа k по правилу:

$$w_0 = k, w_{m+1} = P_{n1}(w_m)/Q_{n2}(w_m) = J(w_m).$$

Здесь P_{n1} и Q_{n2} , $n1 \geq n2$ – гиперкомплексные полиномы степени $n1$ и $n2$ соответственно, а рациональное конформное отображение $J(w)$ – эндоморфизм.

Множеством Жюлиа $J(k)$ называется [10] замыкание множества точек притяжения бесконечности – таких гиперкомплексных чисел k , что последовательности $w_m(k)$ сходятся к бесконечному пределу, при m стремящемся к бесконечности. Множество Жюлиа на гиперкомплексной плоскости x, y, z самоподобно. Множества Жюлиа делятся на два основных класса: связные и вполне несвязные. Во втором случае множество состоит из несчетного числа дискретных точек («пыль Фату»).

Обозначим через $J3D = C \setminus J(k)$ – дополнение множества Жюлиа до гиперкомплексной плоскости. Множество $J3D$ имеет конечное число компонент связности. Как множество $J(k)$, так и множество $J3D$, с точки зрения геофизики, интересны своими геологическими аналогами.

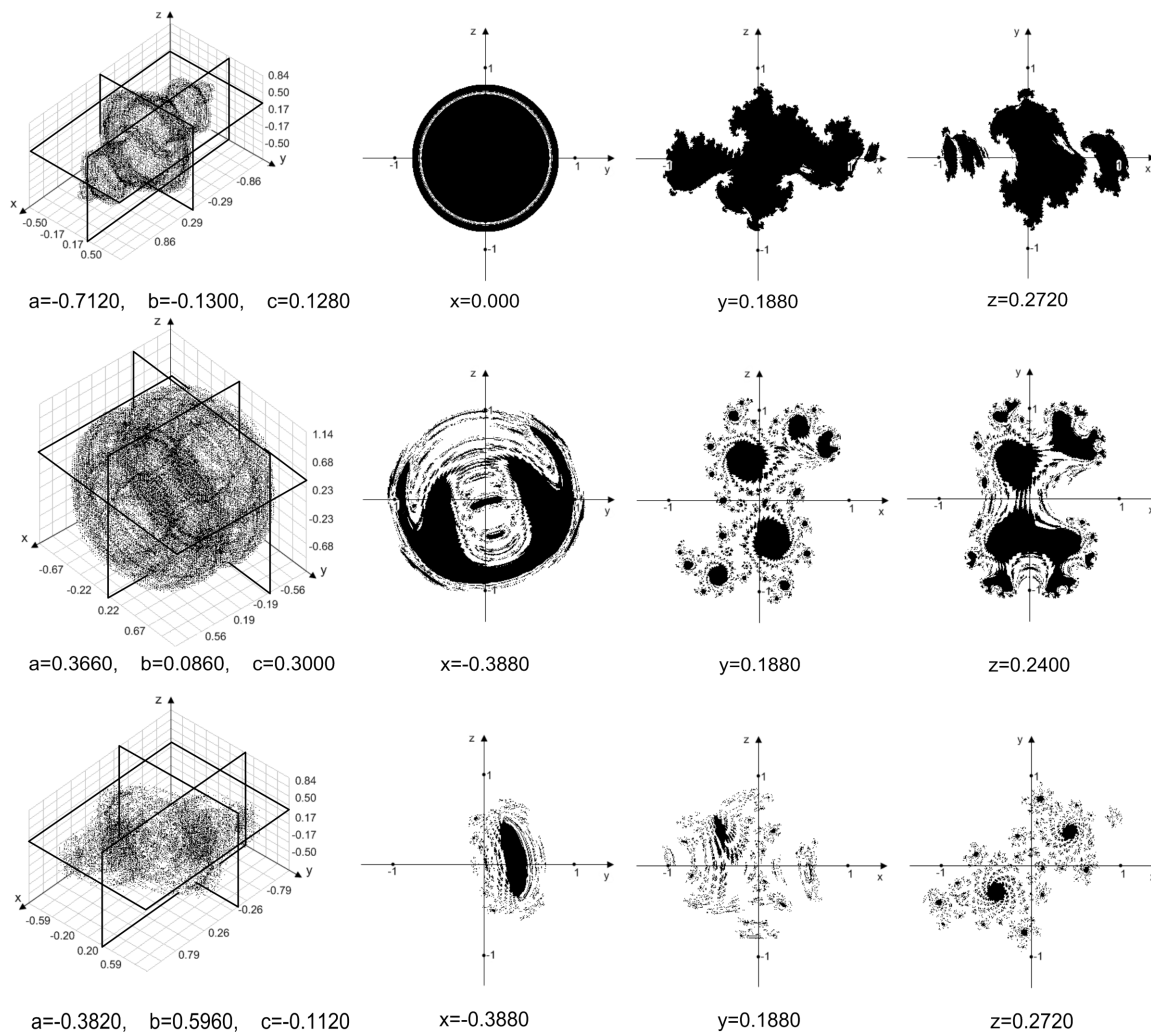
В частном, наиболее исследованном случае, $P_{n1}(w)/Q_{n2}(w) = w^2 + d$, где $d = a + ib + jc$, $a, b, c \in R$ – произвольное гиперкомплексное число. Множество Жюлиа $J(k)$ и его дополнение – $J3D(a, b, c)$, при конечном m , будут квазифрактальными параметрическими множествами, зависящими от трех параметров a, b и c .

Квазифракталы сгенерированные на основе $J3D$ -алгоритма обладают рядом свойств:

1. при $a = b = c = 0$ множество $J3D(0, 0, 0)$ – единичный шар;

2. множество $J3D(a, 0, 0)$ симметрично относительно осей y и z и при малых a – есть тело вращения относительно оси x ;
3. если $|q| = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} > 2$ и $x^2 + y^2 + z^2 \geq q$, то любая траектория отображения $J(x, y, z)$ стремится к бесконечности.

Перечисленные свойства позволяют оптимизировать алгоритм построения квазифрактальных включений в случае симметрии, ограничить вариации a , b и c , провести серию сравнительных вычислительных экспериментов при $a = b = c = 0$ в классе простых тел.



Р и с у н о к 2.1

На рисунке 2.1 демонстрируются множества $J3D$ и их аксиальные сечения при некоторых значениях параметров a , b и c ; $P_n(w) = w^2 + d$.

Осуществляя перенос, растяжение/сжатие и поворот построенного множества можно получать различные аналоги геологических объектов, подлежащих моделированию: «классические» включения (шар, линза, тело вращения); локальные включения, окруженные ореолом породы (зоной перемешивания сред); пористые среды.

При программной реализации алгоритм моделирования $J3D$ -квазифрактальных включений сталкивается с рядом проблем:

1. большое количество ($10^3 - 10^4$) элементарных включений, что ведет к росту размерности решаемых систем линейных алгебраических уравнений и необходимости учета

мнимых границ при соприкосновении элементарных кубов при расчете физического поля;

2. большая глубина рекурсии используемых функций (большое число итераций m).

Все это влечет значительные затраты машинного времени на генерирование квазифрактальных включений и на расчеты физических полей в среде при их наличии. Для ускорения на этом этапе эффективно распараллеливание процедуры генерации.

3. Поле точечного источника постоянного тока в кусочно-анизотропных квазифрактальных средах

Рассмотрим горизонтально-слоистую среду (см. рисунке 3.1 а), разделенную гладкими параметрически заданными границами $\gamma_{1,0}, \gamma_{2,0}, \dots, \gamma_{n,0}$ на горизонтальные слои $\Omega_{0,0}, \Omega_{1,0}, \Omega_{2,0}, \dots, \Omega_{n,0}$ с удельными электрическими проводимостями, заданными симметричными тензорами $\sigma_{0,0}, \sigma_{1,0}, \sigma_{2,0}, \dots, \sigma_{n,0}$ соответственно. Пусть каждый слой $\Omega_{i,0}$ содержит k_i локальных квазифрактальных включений с границами $\gamma_{i,j}$ и постоянными симметричными тензорами проводимости $\sigma_{i,j}, j = \overline{1, k_i}$.

Пусть в точке A горизонтального слоя $\Omega_{m,0}$ находится точечный источник постоянного электрического тока, с которого стекает ток силы I .

В произвольной точке $P \neq A$ $U(P)$ – потенциал среды электрического поля, создаваемого источником постоянного тока, описывается следующей краевой задачей:

$$\operatorname{div}(\sigma_{i,j} \bar{\nabla} U_{i,j}(P)) = -f_{i,j}(P), P \in \Omega_{i,j}, i = \overline{0, n}, j = \overline{0, k_i}, \quad (3.1)$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} U_{i,0}(P), \mathbf{n}) - (\sigma_{i,j} \bar{\nabla} U_{i,j}(P), \mathbf{n})|_{\gamma_{i,j}} = 0, U_{i,0}(P) - U_{i,j}(P)|_{\gamma_{i,j}} = 0, i = \overline{0, n}, j = \overline{1, k_i}, \quad (3.2)$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} U_{i,0}(P), \mathbf{n}) - (\sigma_{i-1,0} \bar{\nabla} U_{i-1,0}(P), \mathbf{n})|_{\gamma_{i,0}} = 0, U_{i,0}(P) - U_{i-1,0}(P)|_{\gamma_{i,0}} = 0, i = \overline{1, n}, \quad (3.3)$$

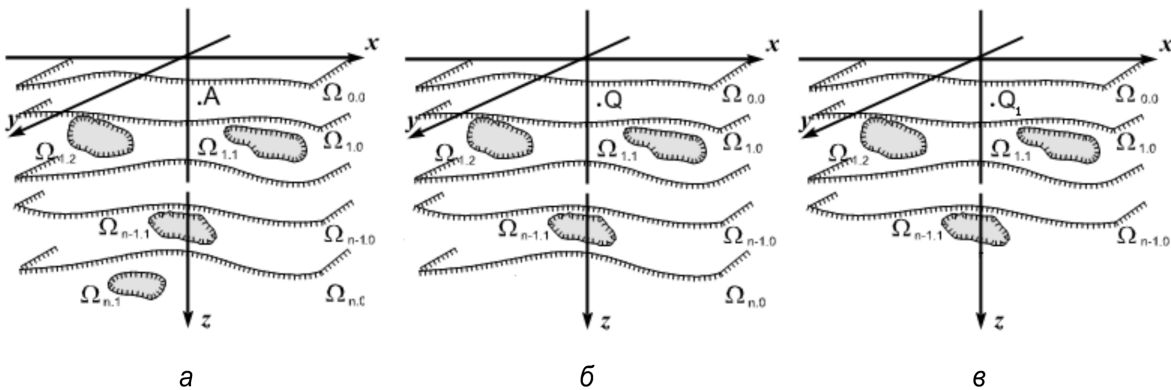
$$U_{i,0}(P) \rightarrow 0, P(x, y, z) \rightarrow \infty, i = \overline{0, n}, \quad (3.4)$$

где $f_{i,j} = \begin{cases} I\delta(P, A), P \in \Omega_{m,0}, \\ 0, P \notin \Omega_{m,0} \end{cases}$, $\delta(P, A)$ – функция Дирака, \mathbf{n} – вектор нормали, (3.2) –

(3.3) – условия непрерывности потенциала и плотности тока на границах контактов сред,

(3.4) – условие регулярности решения на бесконечности.

Для решения задачи воспользуемся методом интегральных представлений, поэтапно понижая геометрическую сложность задачи [3], [8, 9].



Р и с у н о к 3.1

Рассмотрим вспомогательную задачу для функции Грина вмещающего пространства (без квазифрактальных включений в последнем слое – рисунок 3.1 б) с точечным источником единичной интенсивности, находящемся в произвольной точке $Q(x_q, y_q, z_q)$:

$$\operatorname{div}(\sigma_{i,j} \bar{\nabla} G_{i,j}^n(P, Q)) = -\delta(P, Q), P \in \Omega_{i,j}, i = \overline{0, n}, j = \overline{0, k_i}, \quad (3.5)$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} G_{i,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) - (\sigma_{i,j} \bar{\nabla} G_{i,j}^n(P, Q), \mathbf{n}) \Big|_{\gamma_{i,j}} = 0, G_{i,0}^n(P, Q) - G_{i,j}^n(P, Q) \Big|_{\gamma_{i,j}} = 0, \quad (3.6)$$

$$i = \overline{0, n-1}, j = \overline{1, k_i},$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} G_{i,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) - (\sigma_{i-1,0} \bar{\nabla} G_{i-1,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) \Big|_{\gamma_{i,0}} = 0, \quad (3.7)$$

$$G_{i,0}^n(P, Q) - G_{i-1,0}^n(P, Q) \Big|_{\gamma_{i,0}} = 0, i = \overline{1, n},$$

$$U_{i,0}(P) \rightarrow 0, P(x, y, z) \rightarrow \infty, i = \overline{0, n}, \quad (3.8)$$

Интегральное представление решения задачи (3.1) – (3.4) имеет вид:

$$U(P) = \sum_{j=1}^{k_n} \int_{\gamma_{n,j}} U_{n,j}(Q) ((\sigma_{n,0} - \sigma_{n,j}) \bar{\nabla} G_{n,j}^n(P, Q), \mathbf{n}_Q) d\gamma_{n,j} + G^n(P, A), \quad (3.9)$$

из которого следует, что решение исходной задачи (3.1) – (3.4) может быть получено в любой точке P кусочно-анизотропной области, если будет определено решение задачи (3.5) – (3.8) – функция Грина $G^n(P, Q)$ – и будут известны граничные значения потенциала на границах подобластей, не вошедших в задачу для функции Грина. Здесь – \mathbf{n} вектор внешней нормали в точке Q .

Опуская в (3.9) точку P на каждую из границ $\gamma_{n,l}, l = 1, k_n$ и учитывая условия (3.2), получим систему интегральных уравнений Фредгольма второго рода относительно неизвестных граничных значений потенциала вида:

$$U_{n,l}(P) - \sum_{j=1}^{k_n} \int_{\gamma_{n,j}} U_{n,j}(Q) ((\sigma_{n,0} - \sigma_{n,j}) \bar{\nabla} G_{n,j}^n(P, Q), \mathbf{n}_Q) d\gamma_{n,j} = G^n(P, A), P \in \gamma_{n,l}. \quad (3.10)$$

Для решения задачи (3.5) – (3.8) снова применим метод интегральных представлений и интегральных уравнений. Рассмотрим вспомогательную задачу для функции Грина вмещающего пространства, считая включением последний слой (см. рисунке 3.1 в):

$$\operatorname{div}(\sigma_{i,j} \bar{\nabla} \tilde{G}_{i,j}^n(P, Q)) = -\delta(P, Q), P \in \Omega_{i,j}, i = \overline{0, n-1}, j = \overline{0, k_i}, \quad (3.11)$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} \tilde{G}_{i,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) - (\sigma_{i,j} \bar{\nabla} \tilde{G}_{i,j}^n(P, Q), \mathbf{n}) \Big|_{\gamma_{i,j}} = 0, \tilde{G}_{i,0}^n(P, Q) - \tilde{G}_{i,j}^n(P, Q) \Big|_{\gamma_{i,j}} = 0, \quad (3.12)$$

$$i = \overline{0, n-1}, j = \overline{1, k_i},$$

$$(\sigma_{i,0} \bar{\nabla} \tilde{G}_{i,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) - (\sigma_{i-1,0} \bar{\nabla} \tilde{G}_{i-1,0}^n(P, Q), \mathbf{n}) \Big|_{\gamma_{i,0}} = 0, \quad (3.13)$$

$$\tilde{G}_{i,0}^n(P, Q) - \tilde{G}_{i-1,0}^n(P, Q) \Big|_{\gamma_{i,0}} = 0, i = \overline{1, n-1},$$

$$\tilde{G}_{i,0}(P, Q) \rightarrow 0, P(x, y, z) \rightarrow \infty, i = \overline{0, n-1}. \quad (3.14)$$

Интегральное представление решения задачи (3.5) – (3.8) будет иметь вид:

$$G^n(P, Q) = \int_{\gamma_{n,0}} G^n(Q_1, Q) \left((\sigma_{n-1,0} - \sigma_{n,0}) \bar{\nabla} \tilde{G}^n(P, Q_1), \mathbf{n}_{Q_1} \right) d\gamma_{n,0} + \tilde{G}^n(P, Q), \quad (3.15)$$

а значения $G^n(P, Q)$ на границе $\gamma_{n,0}$ – определяются из интегрального уравнения

$$G^n(P, Q) - \int_{\gamma_{n,0}} G^n(Q_1, Q) \left((\sigma_{n-1,0} - \sigma_{n,0}) \bar{\nabla} \tilde{G}^n(P, Q_1), \mathbf{n}_{Q_1} \right) d\gamma_{n,0Q_1} = \tilde{G}^n(P, Q), P \in \gamma_{n,0}. \quad (3.16)$$

Таким образом, переход от исходной задачи (3.1) – (3.4) к аналогичной задаче (3.11) – (3.14) упростил геометрию области решения – в среде стало на один слой с включениями меньше.

К задаче (3.11) – (3.14), следовательно, снова можно применить вышеописанный способ, вплоть до среды, состоящей из одного анизотропного слоя $\Omega_{0,0}$. Если при этом тензор его удельной электрической проводимости задан матрицей диагональной $\sigma_{0,0} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{pmatrix}$, то решение последней задачи можно построить аналитически:

$$\tilde{G}^0(P, Q) = \frac{1}{4\pi\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}\sigma_{33}}} \left(\sqrt{\frac{(x_p - x_q)^2}{\sigma_{11}} + \frac{(y_p - y_q)^2}{\sigma_{22}} + \frac{(z_p - z_q)^2}{\sigma_{33}}} \right)^{-1},$$

где $P(x_p, y_p, z_p)$, $Q(x_q, y_q, z_q)$ – точки, содержащие приемник и источник тока.

В таблице 1 приведены результаты сопоставления значений аномального потенциала постоянного электрического тока системы двух точечных источников силы $I_1 = +1$ А, $I_2 = -1$ А с координатами $A_1(+40, +40, 0)$ м, $A_2(-40, -40, 0)$ м соответственно, вычисленного по алгоритму, изложенному выше, на площадке $D = \{x \in [-20, 20], y \in [-20, 20], z = 0\}$ «дневной» поверхности однородного полупространства с удельной электрической проводимостью $\sigma_{0,0} = 0,01$ См/м, при различном порядке N детализации квазифракталя $J3D(0, 0, 0)$ и шара с центром в $O(0, 0, 6)$ м, радиуса $R = 2$ м и удельной проводимостью $\sigma_{0,1} = 0,02$ См/м.

N	$\frac{1}{N_u} \sum_{i=1}^{N_u} \frac{ U_{spr} - U_{j3d} _i}{U_{spr_i}}, \%$	$\sqrt{\sum_{i=1}^{N_u} (U_{spr} - U_{j3d})^2}, \text{ В}$	$\max_{i \in \{1, N_u\}} U_{spr} - U_{j3d} _i, \text{ В}$
20	5,13	0,00017722	3,18e-06
30	1,29	0,00006944	1,03e-06
40	1,00	0,00006117	8,89e-07
50	0,69	0,00006047	5,61e-07

Таблица 1: Сопоставление значений аномального потенциала в однородном полупространстве в присутствии квазифракталя $J3D(0, 0, 0)$ и U_{spr} – шара, N_u – количество экспериментальных данных

Относительная погрешность вычислений составила менее 6 %, что свидетельствует о достаточной хорошей точности расчетов. Увеличение N – количества элементарных «кубов» входящих в квазифрактальное множество, влечет повышение точности расчетов.

4. Восстановление параметров квазифрактальных включений

Задача определения границ и параметров квазифрактальных включений по наблюдаемым значениям потенциала электрического тока относится к классу обратных задач электроразведки. Вследствие неединственности и неустойчивости решения задача некорректна.

Будем искать параметры квазифрактальных включений, как экстремальные решения регуляризирующего функционала А.Н. Тихонова.

Зададим форму i,j -го квазифрактального включения $\Omega_{i,j}$ векторами $\varphi_{i,j}(R_{i,j}, O_{i,j}, a_{i,j}, b_{i,j}, c_{i,j}, N_{i,j})$, где $R_{i,j} = (R_{i,j}^x, R_{i,j}^y, R_{i,j}^z)$ – вектор масштабирования с коэффициентами сжатия/растяжения куба стороны 4 м по осям x , y и z соответственно, $O_{i,j} = (O_{i,j}^x, O_{i,j}^y, O_{i,j}^z)$ – смещенная от точки $(0, 0, 0)$ координата центра, $a_{i,j}, b_{i,j}, c_{i,j}$ – параметры $J3D$ функции, $N_{i,j}$ – параметр детализации фрактала, определяющий количество элементарных «кубов».

Введем в рассмотрение конечномерный вектор $\bar{s} = (\varphi_{0,1}, \varphi_{0,2}, \dots, \varphi_{i,j}, \dots, \varphi_{n,k_n})$, определяющий вид всех квазифрактальных включений среды. Будем искать его как решение, минимизирующее регуляризирующий функционал А.Н. Тихонова вида:

$$F(\bar{s}) = \|U_e - U_m(\bar{s})\|_{L_2(D \times D)} + \alpha \|\bar{s} - \bar{s}^0\|_{R^{10k}}, \quad (4.1)$$

где U_e, U_m – соответственно экспериментальные и модельные (как решение задачи (3.1) – (3.4)) значения потенциалов между датчиками, расположенными в узлах сеточного множества $D \times D$ приемников/источников поля, α – параметр регуляризации, \bar{s}^0 – k -компонентный вектор (описывающий k включений) опорной модели, который строится с учетом всей априорно известной информации о структуре исследуемой среды (например, по данным сейсмо- и/или гравиразведки).

Ограничивая вариацию компонент конечномерного вектора \bar{s} , получим компактное множество корректности А.Н. Тихонова, на котором существует единственное квазирешение, определяющее форму квазифрактальных включений.

Экстремаль регуляризирующего функционала (искомые параметры включений) ищется методом Хука–Дживса поиска минимума сильно-овражной функции.

Система источников	$O_{0,1}^x, \text{ м}$	$O_{0,1}^y, \text{ м}$	$O_{0,1}^z, \text{ м}$	$R_{0,1}$	$a_{0,1}$	$b_{0,1}$	$c_{0,1}$	$V_{J3D}, \%$
	1,123	-1,345	-6,234	2,234	-0,382	0,596	-0,112	4,352
включение однородное								
A_1	1,225	-1,468	-6,550	1,975	-0,376	0,590	-0,120	8,458
$\varepsilon, \%$	9,08	9,12	5,06	11,59	1,57	1,02	7,14	94,36
A_1, A_2	1,075	-1,413	-6,450	2,375	-0,420	0,575	-0,124	6,965
$\varepsilon, \%$	4,27	4,99	3,46	6,31	9,95	3,52	10,71	60,05
A_1, A_2, A_3, A_4	1,144	-1,325	-6,325	2,275	-0,420	0,564	-0,120	4,470
$\varepsilon, \%$	1,87	1,51	1,45	1,84	4,71	1,85	7,14	2,80
включение анизотропное								
A_1	1,288	-1,125	-6,650	2,025	-0,420	0,564	-0,140	7,640
$\varepsilon, \%$	14,65	16,38	6,67	9,36	9,95	5,37	25,00	75,55
A_1, A_2	1,250	-1,475	-6,525	2,425	-0,378	0,600	-0,120	7,594
$\varepsilon, \%$	11,31	9,64	4,66	8,55	1,05	0,67	7,14	74,50
A_1, A_2, A_3, A_4	1,155	-1,225	-6,375	2,344	-0,390	0,592	-0,116	4,986
$\varepsilon, \%$	2,85	8,94	2,26	4,91	2,09	0,67	3,57	14,59

Таблица 2: Восстановление параметров квазифрактального включения

В таблице 2 приведены результаты восстановления параметров квазифрактального включения $J3D(-0,3820; 0,5960; -0,1120)$, смещенного в точку $O_{0,1} = (1,1230; -1,3453; -6,2343)$ м относительно начала координат, с вектором масштабирования $R_{0,1} = (2,2340; 2,2340; 2,2340)$, по значению аномального потенциала постоянного

электрического тока от системы источников силы $I_1 = I_3 = +1$ А, $I_2 = I_4 = -1$ А с координатами $A_1 = (40, 40, 0)$ м, $A_2 = (-40, -40, 0)$ м, $A_3 = (40, 0, 0)$ м, $A_4 = (-30, 0, 0)$ м соответственно, на площадке $D = \{x \in [-20, 20], y \in [-20, 20], z = 0\}$ «дневной» поверхности однородного полупространства с удельной электрической проводимостью $\sigma_{0.0} = 0,01$ См/м. Удельная электрическая проводимость включения $\sigma_{0.1} = 0,1$ См/м в изотропном и с ненулевыми коэффициентами проводимости вдоль осей системы координат $0,2$ См/м, $0,05$ См/м и $0,1$ См/м соответственно анизотропном случае. Параметр детализации $N_{0.1} = 40$. В качестве априорно известной информации рассматривались значения: $O_{0.1} = (0; 0; -10)$, $R_{0.1} = (3, 3, 3)$, $a = 0$, $b = 0$, $c = 0$.

В таблице 2 ε – относительная погрешность, значение $V_{J3D} = N_{J3D}/N_{0.1}^3 \times 100\%$ – аналог коэффициента пористости, где N_{J3D} – число элементарных объектов образующих включение. Для шара $V_{J3D} = 53,846$, при параметре детализации $N = 40$.

Вычислительные эксперименты показали что, наиболее эффективной стратегией поиска решения задачи определения параметров квазифрактального включения является следующая: на первом шаге определяется местоположение (координаты центра), на втором – вектор масштабирования, на третьем – выполняется уточнение коэффициентов генератора фрактала. Данной стратегией определялась последовательность варьирования параметров в методе Хука–Дживса. Найденные параметры квазифрактала позволяют строить оценки коэффициента пористости среды (см. последний столбец таблицы 2), а последующие исследования квазифрактала на связность (наличие капиллярных каналов) и флюидодинамику позволят оценить коэффициент проницаемости нефтегазонасыщенных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов, В.Т. Методы решения прямых и обратных задач электрокартажа / В.Т.Иванов, М.С. Масютина. – М.: Наука, 1983.
2. Кризский, В.Н. Математическое моделирование потенциальных геoeлектрических полей: дис. д-ра физ.-мат. наук / В.Н. Кризский. – Стерлитамак, 2004.
3. Кризский, В.Н. О способе вычисления геофизических полей в кусочно-однородных средах / В.Н. Кризский // Физика Земли. – 2009. – №10. – С.25–37.
4. Герасимов И.А. Математическое моделирование геоэлектрических полей в осесимметричных кусочно-однородных средах: дис. к-та физ.-мат. наук / И.А. Герасимов – Стерлитамак, 2004.
5. Викторov, С.В. Математическое моделирование геоэлектрических полей в осесимметричных средах со сплайн-аппроксимацией границ: дис. канд. физ.-мат. наук / С.В. Викторov – Стерлитамак, 2006.
6. Беляева, М.Б. Математическое моделирование электрических полей в цилиндрических кусочно-однородных средах со сплайн-аппроксимацией границ: дис. канд. физ.-мат. наук / М.Б. Беляева – Стерлитамак, 2007.
7. Трегубов, Н.В. Программно-алгоритмическое обеспечение навигации бурения горизонтальных скважин / Н.В. Трегубов, В.Н. Кризский // Системы управления и информационные технологии. – 2007. №4(30). – С. 99–104.
8. Кризский, В.Н. О способе вычисления физических полей в кусочно-анизотропных средах. Ч.І. Стационарные поля / В.Н. Кризский // Вестник Башкирского государственного университета. – 2009. – Т. 14, №3. – С. 726–730.

9. Кризский, В.Н. О способе вычисления физических полей в кусочно-анизотропных средах. Ч II. Нестационарные поля / В.Н. Кризский // Вестник Башкирского государственного университета. – 2009, – Т. 14, №4. – С. 1302–1306.
10. Морозов, А.Д. Введение в теорию фракталов / А.Д. Морозов. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2002. – 160 с.

Structural interpretation of local piecewise anisotropic geological inclusions

© V .N. Krizsky³, R. R. Yamatov⁴

Abstract. The computer modeling algorithms for direct electric pointed source fields in piecewise quasifractal Julia media were build. Julia quasifractals are describe meaning or porous oil and gas media. On the base of A.N.Tikhonov variation type algorithms the solving procedures for inverse problems of determination of quasifractal media parameters were build.

Key Words: Quasifractal porous piecewise anisotropic Julia media, direct current field, direct and inverse problem.

³Professor of «Mathematical Modelling», Sterlitamak State Pedagogical Academy, Sterlitamak; Krizsky@rambler.ru.

⁴Postgraduate student of Mathematical Modeling chair, Sterlitamak State Pedagogical Academy, Sterlitamak; YamatovRim@yandex.ru.