ОЦЕНКА МОДЕЛИ СРЕДЫ ПО ПОЛНОМУ ВЕКТОРНОМУ ПОЛЮ ВСП

Ю.А. Степченков, А.А. Табаков**, А.В. Решетников*,*

*Н.В. Рыковская***, К.В. Баранов***

**СПбГУ, **ОАО «ЦГЭ», ***ООО «ГЕОВЕРС»*

В данной работе представлен эффективный метод решения обратной кинематической задачи с целью восстановления параметров скоростной модели среды с гладкими отражающими границами. Исходными данными обратной задачи являются годографы ВСП прямой волны, а также всех однократных отражённых и обменных волн. Отражающие границы строятся в виде кубических сплайнов. Параметрами подбора модели являются скорости и вертикальные градиенты скоростей продольных и поперечных волн. Предлагаемый метод проверен численным экспериментом и показал хорошие результаты.

1. Введение

Определение кинематических характеристик среды по данным вертикального сейсмического профилирования обычно включает в себя построение начального приближения скоростной модели и последующий итеративный процесс оптимизационной инверсии годографов [5]. В результате подбираются такие параметры модели, которые обеспечивают наилучшее совпадение между наблюдёнными и модельными временами прихода распространяющихся в среде волн. Задача уточнения строения сейсмических границ путем инверсии времён успешно решается для однородно-слоистой изотропной модели среды с границами раздела пластов, аппроксимируемыми полиномами [3]. Точность используемой при дальнейшей обработке скоростной модели среды является основой для получения качественных и надежных результатов.

В предлагаемой работе рассматривается решение обратной кинематической задачи с целью восстановления геометрии отражающих границ, а также вертикальных градиентов и скоростей распространения продольных и поперечных волн в среде. Геометрия отражающих границ строится в виде кубических сплайнов. В процессе подбора параметров используются данные начальной разбивки среды, а также времена прихода прямой и однократных падающих и отражённых волн.

Задача определения параметров разбивается на несколько основных этапов. На первом этапе, при известной разбивке пластов по годографу прямой волны с некоторой точностью восстанавливаются скорости продольных волн в каждом пласте скоростной модели среды. Разбивочные границы при этом считаются горизонтальными. Таким образом, получается начальное приближение среды, представленное в виде горизонтальнослоистой скоростной модели. Следующим этапом является уточнение геометрии разбивочных границ в виде полиномов невысокой (меньше четвёртой) степени, а также уточнение скоростей распространения и вертикальных градиентов продольных и поперечных волн внутри пластов среды. Уточнение проводится с использованием прямой волны и всех присутствующих однократно-отражённых и однократно-обменных волн. На заключительном этапе построения модели среды, по временам прихода всех присутствующих волн, геометрия разбивочных границ уточняется в виде кубических сплайнов S_3^1 путём постепенного добавления узловых точек и подбора их оптимального положения.

2. Описание метода

2.1. Построение начального приближения

Для построения начального приближения используется информация о разбивке пластов среды на скважине, а также времена прихода лучей прямой волны к сейсмоприёмникам, расположенным на скважине. Для этого предлагается использовать скоростную модель, полученную при помощи аппроксимации времён прямой волны ломаной линией с точками излома в точках разбивки. Аппроксимация проводится таким образом, чтобы построенная кривая являлась наименее уклоняющейся от точек времён в сейсмоприёмниках на скважине. Для этого введём кусочно-линейную функцию:

$$T(z) = T_0 + \sum_{i=0}^{M-1} \alpha_i \phi(z - H_i), \text{ где } \phi(z) = \begin{cases} z, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases} \quad (1)$$

Далее, используя введённую функцию, построим функционал метода наименьших квадратов:

$$\Phi = \sum_{j=1}^{N} (T(h_j) - t_j)^2 = \sum_{j=1}^{N} \left(\sum_{i=0}^{M-1} \alpha_i \phi(h_j - H_i) + T_0) - t_j\right)^2, \quad (2)$$

где использовались следующие обозначения: M – число разбивочных границ в модели, N – число сейсмоприёмников, h – глубины сейсмоприёмников, H – глубины разбивочных границ, t - времена в сейсмоприёмниках. Из необходимых условий экстремума задача нахождения ломаной сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений. Этот экстремум доставляет искомый минимум, так как функционал является квадратичным и ограниченным снизу. После решения полученной системы искомые величины T_k вычисляются по формуле:

$$T_k = T_k(H_k) = T_0 + \sum_{i=0}^{M-1} \alpha_i \phi(H_k - H_i), \; k = 1 \ldots M \quad (3)$$

Скорости распространения волн в пластах после этого находятся в виде:

$$V_i = \frac{H_i - H_{i-1}}{T_i - T_{i-1}}, \; i = 1 \ldots M \quad (4)$$

Таким образом, как результат построения начального приближения скоростной модели среды, получаем модель с отражающими границами в виде горизонтальных прямых и постоянными скоростями продольных волн в пластах.

2.2. Решение прямой задачи

Прямая кинематическая задача решается при помощи лучевого метода для неоднородной упругой среды [2]. При этом предполагается, что среда имеет конечное число границ раздела, а в слоях, расположенных между такими границами, параметры являются аналитическими функциями координат. Результатом решения прямой задачи является вектор времён прихода $\bar{T}$ лучей, соответствующих некоторому типу волны из источника с координатами (x_0, z_0) к каждому приёмнику в среде. Приёмники T_1, T_2, … располагаются на непрерывной, однозначной по координате z кривой (скважине), которая может иметь конечное число изломов. Времена прихода лучей в некоторую точку среды, а также их траектории вычисляется с использованием алгоритма слежения лучей в градиентных средах, взятого из [2].

Рассмотрим алгоритм нахождения времён. Введём величины ε_t и ε_r – точность определения времени и точность определения координаты прихода луча в некоторую точку модели, $\delta\varphi$ - минимальный начальный шаг поиска скважины, α, $0 < \alpha < 1$ – параметр увеличения интерполяционного шага. На начальном этапе определим с точностью ε_r край скважины. В случае нахождения двух лучей в скважине и за её пределами методом золотого сечения находим угол φ, с которым нужно пустить луч, чтобы попасть в край скважины с погрешностью ε_r.

Следующим этапом является обстрел скважины с целью нахождения вектора интерполяционных точек (φ_i , t_i). Пусть (φ_1 , t_1) – угол и время прихода луча в край скважины, полученные на предыдущем этапе. Тогда представим алгоритм в виде следующих шагов:

1. Пускаем луч под углом $\varphi_2 = \varphi_1 + \delta\varphi$. Если луч не попал в скважину, то переходим к 4.

2. Вычисляем средний угол $\varphi_3 = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, пускаем луч под этим углом и находим время $t_3(\varphi_3)$. Далее вычисляем среднее время $t_s = (t_1(\varphi_1)+ t_2(\varphi_2))/2$.
3. Если $\delta t = |t_s - t_3| < \varepsilon_t$, то добавляем (φ_2, t_2) в массив интерполяционных точек, полагаем $\varphi_1 = \varphi_2$, пересчитываем шаг по углу по формуле $\delta\varphi = \delta\varphi \frac{\varepsilon_t}{\delta t}\alpha$ и переходим на шаг 1. Иначе уменьшаем угловой шаг $\delta\varphi = \delta\varphi/2$, полагаем $\varphi_2 = \varphi_3$ и переходим к шагу 1.
4. Уточняем край скважины методом золотого сечения с точностью ε_r. и добавляем крайнюю точку в массив интерполяционных точек.
5. Находим интерполяционные точки между последней и крайней точками если между ними не выполняется условие пункта 3.

На заключительном этапе алгоритма по полученному массиву интерполяционных точек (φ_i, t_i) вычисляем времена в приёмниках по формуле:

$$T_k = \frac{t_{i+1} - t_i}{z_{i+1} - z_i}(z_k - z_{i+1}) + t_{i+1},\ z_i < z_k < z_{i+1},\ k=1\ldots N. \tag{5}$$

Здесь использованы следующие обозначения: T_k – времена в приёмниках, t_i – времена в интерполяционных точках, z_k – координата приёмника, z_i – координата интерполяционной точки, N – число приёмников. Иногда возникают ситуации, в которых не удаётся вычислить времена в каждом приёмнике скважины. Это является следствием возникновения зоны тени – области, в которую физически невозможно попасть лучом из источника под каким-либо углом, что приводит к отсутствию ряда интерполяционных точек. В этом случае считается, что приёмники в зонах тени отсутствуют, и соответствующие времена на годографе не учитываются.

2.3. Построение скоростной модели среды с полиномиальными границами

Следующим этапом решения обратной кинематической задачи является подбор геометрии отражающих границ в виде полиномов невысокой (меньше четвёртой) степени. При этом в каждом слое модели подбираются скорости и вертикальные градиенты скоростей распространения продольных и поперечных упругих волн в среде [4]. Процесс подбора параметров и геометрии реализуется в виде последовательности действий представленных на схеме рис. 1.

После построения начального приближения выполняется последовательность многомерных минимизаций функционалов определённого вида, полученных как результат решения ряда прямых кинематических задач по разным типам волн. Выпишем построенные функционалы в порядке их представления на схеме рис. 2:

$$\Phi_1(V_{i-1}^{(p)}, kz_{i-1}^{(p)}) = \sum_{l=0}^{N_p} (t_l^{(p)} - \tau_l^{(p)})^2 \tag{6}$$

$$\Phi_2(\alpha_i^1 \ldots \alpha_i^M) = \sum_{l=0}^{N_{ppUPi}} (t_l^{(ppUPi)} - \tau_l^{(ppUPi)})^2 \tag{7}$$

$$\Phi_3(V_i^{(p)}, kz_i^{(p)}) = \sum_{l=0}^{N_p} (t_l^{(p)} - \tau_l^{(p)})^2 \tag{8}$$

$$\Phi_4(V_{i-1}^{(s)}, kz_{i-1}^{(s)}) = \sum_{l=0}^{N_{psUPi}} (t_l^{(psUPi)} - \tau_l^{(psUPi)})^2 \tag{9}$$

$$\Phi_5(V_i^{(s)}, kz_i^{(s)}) = \sum_{l=0}^{N_{psDOWNi}} (t_l^{(psDOWNi)} - \tau_l^{(psUDOWNi)})^2 \tag{10}$$

В представленных функционалах использованы следующие обозначения: α_i^j - коэффициент при степени j полинома границы i, V и kz – скорость и градиент продольной или поперечной волны в заданном теле, t и τ – модельные и исходные времена прихода волн соответствующего типа в сейсмоприёмники. Модельные времена вычисляются в лучевом приближении при помощи алгоритма решения прямой кинематической задачи, описанного выше. Минимизация функционалов проводится с использованием модифицированного для случая двусторонних ограничений алгоритма многомерной оптимизации Хука-Дживса [1]. Метод Хука-Дживса является методом прямого поиска и в процессе нахождения экстремума не требует гладкости исследуемой функции.

2.4. Построение скоростной модели среды с границами в виде сплайнов

После изложенной выше процедуры проводится дальнейшее уточнение модели. Границы подбираются в виде кубических сплайнов s_3^1. Прежде всего, границы модели перестраиваются путём добавления узловых точек. Количество узлов сплайна всегда не меньше трёх – два боковых узла, расположенных на краях модели и один неподвижный узел на пересечении границ и скважины. Оставшиеся узлы добавляются из расчёта требуемой детальности описания отражающей границы, а также величины радиуса кривизны. Учёт минимального значения радиуса кривизны уточняемой границы является следствием ограничений применимости лучевого метода в случае не достаточно гладких границ раздела. На рис. 2 показана схема подбора оптимального положения для узлов сплайна границы.

Параметры подбираются в процессе минимизации ряда функционалов построенных в результате решения прямых кинематических задач для разных типов волн (рис. 1). К моменту начала работы оптимизационных процессов данного этапа уже существует некоторое приближение скоростной модели среды, которое подлежит дальнейшему уточнению. После подбора новой геометрии некоторой границы необходимо также уточнить скорости и градиенты скоростей продольных и поперечных волн в нижележащем слое. Функционалы, зависящие от скоростей и градиентов, строятся также как и для случая полиномиальных границ. Запишем функционал для уточнения геометрии границы i путём подбора оптимального положения узлов.

$$\Phi(z_i^1 \ldots z_i^M) = \sum_{l=0}^{N_{ppUPi}} \left(t_l^{(ppUPi)} - \tau_l^{(ppUPi)}\right)^2 \qquad (11)$$

Здесь использованы следующие обозначения: z_i^j - вертикальная координата j-го узла сплайна границы i, t и τ – модельные и исходные времена прихода волн соответствующего типа в сейсмоприёмники. В процессе поиска минимума функционала все узлы сплайна кроме неподвижной точки на скважине могут перемещаться вдоль вертикального направления (рис. 2). Область их перемещения ограничена, что является следствием ограниченности кривизны сплайна сверху. Таким образом, рассматриваемая в этом случае задача является задачей нахождения экстремума для случая двухсторонних ограничений и решается модифицированным методом Хука-Дживса [4].

3. Численный эксперимент

Для проверки описанного выше алгоритма решения обратной кинематической задачи был проведён модельный эксперимент, целью которого являлся тест на устойчивость построения скоростной модели среды. В качестве исходных данных было взято изображённое на рис. 3-Б волновое поле, полученное методом конечно-разностного моделирования для модели и системы наблюдения, представленных на рис. 3-А (прозрачностью отмечена неосвещаемая зона). Система наблюдения состояла из источника продольных волн, находящегося на поверхности, а также 180 приёмников сейсмических колебаний, расположенных в скважине. Из волнового поля были получены времена прихода прямой и всех однократных продольных и поперечных волн. По исходной модели и системе наблюдения была построена начальная разбивка среды на скважине.

На рис. 4-А показан результат построения начального приближения скоростной модели среды с использованием времён прихода прямой волны и начальной разбивки слоёв. На волновом поле справа нанесены модельные годографы всех используемых при решении обратной задачи волн, вычисленные для начального приближения.

Далее на рис. 4-Б приведён результат второго этапа решения обратной задачи, где скоростная модель построена с отражающими границами в виде полиномов третьей степени, а внутри каждого слоя подбирались скорости и градиенты скоростей продольных и поперечных волн. Прозрачностью отмечена область модели, которую в данной постановке осветить лучами не удаётся.

На рис. 4-В показан результат третьего этапа решения обратной задачи (прозрачностью отмечена неосвещаемая зона), где скоростная модель построена с отражающими границами в виде кубических сплайнов. Внутри каждого слоя снова подбирались скорости и градиенты скоростей продольных и поперечных волн. Справа на рис. 4 проводится сопоставление модельных годографов, вычисленных по построенной на текущем этапе модели, и волнового поля.

В заключение на рис. 5 приведены значения общих среднеквадратичных невязок по временам прихода всех использованных при решении обратной задачи волн. Невязки вычислялись после проведения каждого этапа построения скоростной модели – начального приближения, границ в виде полиномов и границ в виде кубических сплайнов. Точечные невязки по модели начального приближения достигали 80 мс, после проведения первого этапа невязки не превосходили 11 мс, а к окончанию третьего этапа все точечные невязки уложились в значение 2 мс.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложен эффективный метод оценки параметров скоростной модели среды с гладкими криволинейными границами разделов при помощи решения обратной кинематической задачи по данным ВСП. Основой технологии обработки данных ВСП является наиболее точное построение скоростных моделей сред, что требует использования всей возможной информации о годографах не только прямой волны, но также и кратных падающих и восходящих волн. В дальнейшем планируется использование в качестве исходных данных обратной задачи годографов волн с кратностью выше единицы, а также обобщение на случай нескольких источников возбуждения. Представленный в работе метод был проверен численным экспериментом и показал хорошие результаты.

Список иллюстраций

Литература

1. Гергель В.П., Гришагин В.А., Городецкий С.Ю. Современные методы принятия оптимальных решений. Нижний Новгород. 2001.
2. Решетников А.В., Решетников В.В., Табаков А.А., Елисеев В.Л. Применение лучевого метода в задаче динамической декомпозиции волновых полей и реконструкции модели по данным ВСП. Технологии сейсморазведки. 2004. 1. С. 66-70.
3. Савин И.В., Шехтман Г.А. Обратная кинематическая задача ВСП для сред с неплоскими границами раздела. 1994.
4. Степченков Ю.А., Табаков А.А., Решетников А.В. Оценка модели среды по полному векторному полю ВСП. Тезисы научно-практической конференции “Гальперинские чтения-2005”. С.31-35.

5. Яновская Т.Б., Порохова Л.Н. Обратные задачи геофизики. Издательство Санкт-Петербургского университета. 2004.