



АНАЛИЗ СЕЙСМИЧЕСКОЙ МИГРАЦИИ КАК СПОСОБА ПОСТРОЕНИЯ ГЛУБИННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ОБЪЕКТОВ В ИСТИННЫХ АМПЛИТУДАХ

М.С. Денисов

*ООО «ГЕОЛАБ», 119071, Москва, ул. Орджоникидзе, 12/4, Россия,
e-mail: denisovms@gmail.com*

Предлагается формулировка задачи построения глубинного изображения мелкомасштабных рассеивающих объектов в истинных амплитудах. Исследуются модель наблюдаемого волнового поля и способы его обращения. Рассмотрены приемы, позволяющие учитывать неоднородные волны, с целью улучшения фокусировки. Показана ограниченность возможностей интегрального преобразования Кирхгофа.

Дифракция, интеграл Кирхгофа, сейсмическая миграция, неоднородные волны

SEISMIC MIGRATION AS A TOOL FOR TRUE AMPLITUDE DEPTH IMAGING OF SMALL OBJECTS

M.S. Denisov

*GEOLAB Ltd, Ordzhonikidze str., 12/4, Moscow, 119071, Russia,
e-mail: denisovms@gmail.com*

A formulation of the problem of the small scattering objects' true-amplitude imaging is proposed. The model of the acquired wavefield and the algorithms for its inversion are studied. Evanescent wave processing tools to improve the imaging resolution are considered. The limitations of the Kirchhoff integral-based depth imaging are demonstrated.

Diffraction, Kirchhoff integral, seismic migration, evanescent waves

ВВЕДЕНИЕ

В геофизическом сообществе периодически возобновляется интерес к построению изображений глубинных мелкомасштабных объектов. В последние годы вновь возросла интенсивность потока публикаций, в которых изучаются различные аспекты этой задачи. На международных конференциях организуются специальные сессии и семинары. Технический раздел свежего выпуска журнала "First Break", а именно № 2 за 2017 г., целиком посвящен проблеме построения изображений дифракторов. Достаточно полный обзор англоязычной литературы приведен в недавно опубликованной на страницах журнала «Технологии сейсморазведки» статье [Ланда, 2013], к которой мы и отсылаем читателя, желающего ознакомиться со списком источников. Как следует из этой обзорной работы, в подавляющем большинстве исследований в качестве цели ставится устранение отраженных волн, что тождественно выделению на их фоне рассеянных волн. На втором этапе применяют традиционные и хорошо знакомые средства сейсмической миграции. Вероятно поэтому второй этап обработки почти нигде не изучается детально, однако именно на нем здесь мы

сосредоточим наше внимание. Таким образом, можно условно допустить, что проблема выделения рассеянных волн решена, и нам уже доступно поле дифрагированных волн. По нему требуется построить глубинное изображение рассеивающих объектов. Здесь мы не ставим перед собой цели написания обзорной статьи и сконцентрируемся на углубленном изучении лишь некоторых аспектов задачи: описании модели волнового поля и следующем из нее способе решения обратной задачи с целью построения глубинного изображения. Поэтому, хотя мы и не претендуем на полноту списка цитируемой литературы, будут указаны все необходимые публикации, имеющие непосредственное отношение к теме.

Первые работы, посвященные проблеме, восходят к исследованиям советского геофизика Ю.В. Тимошина, проводившимся им в 60-х годах прошлого века, и обобщенным в книге «Основы дифракционного преобразования сейсмических записей». Он утверждал: «Дифракционные волны могут быть использованы для геологической интерпретации при дифракционном преобразовании сейсмических записей» [Тимошин, 1972]. Им было получено Д-преобразование (Дифракционное преобразование), которое имело своей целью построение изображения мелкомасштабных рассеивателей, а также гладких протяженных границ в рамках гипотезы, что они сформированы бесконечным множеством таких рассеивателей.

Логика рассуждений была проста и наглядна: Д-преобразование интерпретировалось как обнаружение в сейсмическом волновом поле «элементарных дифрагированных волн». Упругая волна, распространяющаяся в среде, взаимодействует с неоднородностями. Каждый элемент среды порождает вторичную дифракционную волну. Суммируя поле, зарегистрированное на поверхности вдоль годографов дифрагированных волн, выделим соответствующие глубинные неоднородности. Такая интерпретация алгоритма даже вошла в специальную литературу (например, [Козлов, 1986]), а также в учебник по сейсморазведке [Боганик, Гурвич, 2006]. Однако она не выдержала проверку динамической теорией распространения волн. Одной из причин неудачи оказалось вульгаризированное толкование принципа Гюйгенса (подробнее – см. дискуссию, посвященную пониманию и использованию принципа Гюйгенса в сейсморазведке [Денисов, 2008; Петрашень, Рудаков, 2008]). Кроме того, и сам Ю.В. Тимошин вскоре от нее отказался, введя понятие «*импульсной сейсмической голографии*» [Тимошин, 1978].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Взаимодействие упругой волны с неоднородностью может носить характер *зеркального отражения (преломления)* или *дифракции* (иначе называемой *рассеянием* [Хенл и др., 1964]). Более подробно классификация взаимодействий рассматривается во втором томе двухтомника [Аки, Ричардс, 1983], где приводится диаграмма, определяющая тип взаимодействия в зависимости от длины волны, размера неоднородности и пройденного волной расстояния. Эта же диаграмма, снабженная комментарием относительно принципа Гюйгенса, воспроизведена в работе [Денисов, 2009].

В рамках настоящего исследования мы изучаем мелкомасштабные глубинные неоднородности с характерным линейным размером a , оказывающимся значительно меньше длины волны λ :

$$a \ll \lambda. \quad (1)$$

За λ условимся принимать длину волны гармоника, доминирующей в спектре сейсмического импульса. Тогда, в соответствии с упомянутой классификацией, взаимодействие с неоднородностью описывается эффектом рассеяния, и регистрируемая на поверхности волна является дифрагированной волной.

Дифракция как результат взаимодействия упругой волны с неоднородностями может наблюдаться не только на мелкомасштабных вкраплениях, но и на крупномасштабных объектах, имеющих гладкую криволинейную форму. Данные вопросы подробно рассмотрены в

статье Г.С. Подъяпольского, опубликованной в одном из ранних изданий «Справочника геофизика» [Подъяпольский, 1966]. Поэтому здесь мы подчеркиваем, что наша задача относится не к абстрактному классу вопросов «построения изображения по дифрагированным волнам», а исключительно к мелкомасштабным неоднородностям, и именно в этом смысле здесь мы употребляем термин *дифрактор*.

Вначале для простоты рассуждений рассмотрим эффект рассеяния волны на объекте, находящемся в однородном полупространстве, а затем, сделав необходимые оговорки, обобщим выводы на случай неоднородных сред. Введем декартову систему координат (x, y, z) так, чтобы свободная поверхность совпадала с плоскостью $z=0$, а ось z направим в глубину земли. Пусть, как показано на рис. 1, источник упругих волн находится на свободной поверхности в начале координат, а некоторая глубинная область занята локальным объектом, при этом выполняется неравенство (1). Геометрический центр рассеивающего тела соответствует точке с координатой $(0, 0, h)$. Регистрация колебаний производится на свободной поверхности. Источник излучает импульс $s(t)$, имеющий спектральную характеристику $S(\omega)$.

При исследовании различных асимптотических приближений задачи рассеяния С.М. Рытовым с соавторами указано ограничение

$$h \gg \sqrt{\frac{a^3}{\lambda}}, \quad (2)$$

при котором подходящую к объекту сферическую волну можно аппроксимировать плоской волной [Рытов и др., 1978]. Считаем, что это условие выполнено.

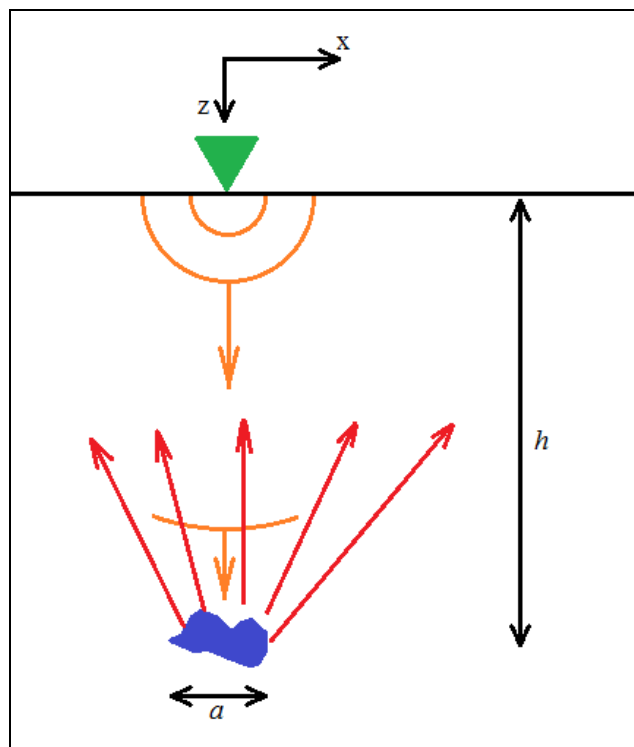


Рис. 1. Условная схема сейсмического эксперимента по рассеянию волны на глубинном объекте. Зеленым треугольником показан источник, оранжевые кривые указывают положение фронта и направление движения вызванной им волны. Глубинная неоднородность обозначена синим цветом, а рассеянная ею волна, распространяющаяся назад к свободной поверхности, условно показана красными стрелками

Тогда задача соответствует так называемому рэлеевскому рассеянию упругих волн [Стретт, 1955; Морз, Фешбах, 1960]. В этих условиях тело произвольной формы рассеивает волну так же, как ее рассеивает малая сфера. Поэтому независимо от конфигурации рассматриваемого вкрапления на свободной поверхности будет наблюдаться волна, которая была бы получена в результате рассеяния на сфере бесконечно малого радиуса, расположенной в точке с координатой $(0,0,h)$. Индикатриса такого рассеяния изотропна, т. е. рассеяние симметрично, и у порождаемой волны отсутствует направленность.

Как следует из неравенств (1) и (2), если за длину волны принять $\lambda = 40$ м, то наши рассуждения окажутся заведомо корректными для объектов, имеющих характерный линейный размер 8 м и менее, залегающих на глубине 20 м и более.

Следуя традиции, принятой в теории упругих волн, будем называть волну, возбужденную источником, *первичной волной*, а волну, претерпевшую взаимодействие с рассеивающим телом, *вторичной волной*. Нам известно поле вторичной волны, наблюдаемое на свободной поверхности. Задача состоит в построении изображения мелкомасштабного глубинного объекта в его истинной амплитуде. Говоря об *истинной амплитуде*, мы понимаем такое изображение Ω , контрастность которого пропорциональна рассеивающей способности реального глубинного объекта. Необходимые пояснения к понятию рассеивающей способности, которую обозначим через I , будут приведены ниже.

Удобно провести аналогию с задачей, решаемой при помощи традиционной миграции в истинных амплитудах, которая формулируется следующим образом [Гольдин, 1992]. Пусть возбуждение и регистрация колебаний производятся на свободной поверхности, рельеф которой описывается плавной криволинейной функцией пространственных координат. Пусть функция распределения скорости в интервале глубин от свободной поверхности до некоторой границы известна, а искомой является конфигурация этой границы, т. е. неизвестна и подлежит восстановлению подошва указанного фрагмента земной коры. Среда выше реконструируемого горизонта может быть слоистой. Требуется найти не только положение и конфигурацию глубинной границы, но и скорость в нижележащем слое, или, что эквивалентно (с учетом известных допущений), коэффициент отражения от этой границы, который может зависеть от латеральных координат и угла падения/отражения.

При переводе из глубинного во временной масштаб желаемый результат миграции должен представлять собой импульс источника $s(t)$, умноженный на искомый коэффициент отражения, при этом конфигурация восстановленной глубинной границы должна совпадать с геометрией реального глубинного отражателя. В нашей задаче желаемым результатом оказывается изображение среды, в котором импульс источника нормирован на искомый коэффициент I и позиционирован в точке дифракции, т. е.*

$$\Omega(x=0, y=0, z=h) = Is(0). \quad (3)$$

МОДЕЛЬ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

Воспользовавшись выводами из теории рэлеевского рассеяния, имеем следующее выражение для спектральной характеристики поля вторичной волны на поверхности наблюдений, которое в удобной для наших дальнейших рассуждений форме приводится, например, в работе [Исакович, 1973]:

$$U(x, y, \omega) = -S(\omega) \frac{\omega^2 P}{4\pi r(x, y) v^2 h} \chi \exp\left(-j \frac{\omega r(x, y)}{v}\right) \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right), \quad (4)$$

* Приводя формулы, будем пользоваться компактной и упрощенной формой их записи, не указывая все аргументы функций там, где это понятно без дополнительных пояснений и не искажает смысл выражений.

где v – скорость распространения волны, P – объем рассеивающего тела, χ – акустическая контрастность рассеивающего тела, $j = \sqrt{-1}$. Расстояние от глубинной точки построения изображения $(0,0,h)$ до точки наблюдения на поверхности, имеющей координаты $(x,y,0)$, обозначено через r и равно $r(x,y) = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}$.

В дальнейшем, где это не приведет к путанице, условимся кратко говорить *волна*, *фильтр* и т. п. вместо *спектральная характеристика волны*, *спектральная характеристика фильтра* и т. п.

Легко увидеть, что выражение (4) напоминает поле точечного источника типа осциллирующей сферы малого радиуса, расположенного на глубине h и срабатывающего в момент времени $t = h/v$, т. е. в момент, когда первичная волна начинает взаимодействовать с неоднородностью. Интенсивность колебаний такого вторичного источника, обозначаемая как L , определяется произведением амплитуды падающей на тело первичной волны, т. е. $1/h$, и рассеивающей способностью

$$I = P\chi, \quad (5)$$

равной произведению объема рассеивающего тела на акустическую контрастность,

$$L = \frac{I}{h}.$$

Кроме того, в выражении (4) фигурирует важный фактор, который мы обозначим через $F(\omega)$:

$$F(\omega) = -\frac{\omega^2}{4\pi v^2}, \quad (6)$$

где помимо прочего мы учли смену полярности сигнала в (4). При переводе во временную область (6) представляет собой оператор одноканальной фильтрации, и на его особенности мы хотим обратить особое внимание.

Как следует из выражения (6), импульс дифрагированной волны имеет амплитудный спектр $|F(\omega)|S(\omega)$, в котором усилены высокие частоты относительно спектра первичной волны $|S(\omega)|$. Такое усиление весьма существенно, так как оно описывается квадратичным законом $\sim \omega^2$.

Здесь мы считаем целесообразным сделать небольшое отступление от основной линии рассуждений. Часто приходится слышать, что спектральный состав дифрагированных волн отличается от зеркально отраженных волн тем, что в первом доминируют низкочастотные компоненты. Однако при рассеянии на мелкомасштабных объектах это неверно. Наоборот, дифрагированные волны оказываются более высокочастотными.

Пусть первичная волна проходит через слой, насыщенный мелкомасштабными вкраплениями, например, трещиноватый пласт. Тогда высокочастотные компоненты волнового поля претерпевают более эффективное обратное рассеяние и возвращаются к свободной поверхности. Низкочастотные компоненты проходят через пласт и затем отражаются от регулярных границ, расположенных на большей глубине. Тем самым в зеркально отраженных волнах будут доминировать низкие частоты, а в дифрагированных волнах – высокие частоты.

Как видно из выражения (4), амплитуда вторичной волны пропорциональна размеру рассеивающей неоднородности. Мы уже говорили, что с легкой руки Ю.В. Тимошина сейсмическая миграция интерпретировалась как выделение волн, рассеянных «элементарными дифракторами», под которыми понималась «каждая точка». Энергия волны, рассеянной точечным вкраплением ($P \rightarrow 0$), представляет собой исчезающе малую величину. Поэтому о каком-либо использовании таких волн не может быть речи. Принцип Гюйгенса в его корректной

формулировке как принцип Гюйгенса–Френеля [Ландсберг, 2003], рассматривает среду не как набор независимых точечных дифракторов, а как совокупность достаточно протяженных отражающих площадок, минимальный размер которых определяется масштабом первой зоны Френеля. Обоснование алгоритма сейсмической миграции, реализованного в виде суммирования по годографу дифрагированной волны, мы находим в теории контактных отображений (подробнее см. работы С.В. Гольдина, в том числе [Гольдин, 1994]).

Применим к исходному полю обратный фильтр

$$F^{-1}(\omega) = \frac{1}{F(\omega)}, \quad (7)$$

тогда придем к результату \tilde{U}

$$\tilde{U}(x, y, \omega) = F^{-1}(\omega)U(x, y, \omega),$$

являющемуся полем точечного источника, расположенного в глубинной точке $(0, 0, h)$, характеризуемого интенсивностью L и излучающего волну $S(\omega)$ в момент времени $t = h/v$:

$$\tilde{U}(x, y, \omega) = \frac{LS(\omega)}{r} \exp\left(-j \frac{\omega r(x, y)}{v}\right) \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right). \quad (8)$$

По полученному после такой предварительной обработки полю будем восстанавливать искомое глубинное изображение.

АЛГОРИТМ

Для разработки алгоритма построения изображения нам будет удобно перейти от площадных координат x и y к пространственным волновым числам k_x и k_y . Такое преобразование, записываемое как двумерное преобразование Фурье, известно и носит название интеграла Вейля [Аки, Ричардс, 1983]. Тогда вместо выражения (8) используем его двумерную частотную характеристику

$$\tilde{U}(k_z, \omega) = LS(\omega) \frac{2\pi \exp(-jhk_z)}{jk_z} \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right), \quad (9)$$

где

$$k_z \equiv \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{v^2}.$$

В равенстве (9) фигурирует произведение двух функций:

$$LS(\omega) \frac{2\pi}{jk_z} \quad (10)$$

и

$$\exp(-jhk_z). \quad (11)$$

Первая является спектральной характеристикой поля, вызванного точечным источником, излучающим импульс $S(\omega)$ интенсивности L , распространяющегося в плоскости,

в которой этот источник расположен, т. е. в нашем случае на плоском горизонтальном уровне на глубине h [Бреховских, 1973]. Вторая – спектральная характеристика оператора продолжения поля с этого уровня на свободную поверхность [Козлов, 1986]. Также в (9) имеем экспоненциальный фактор, который здесь для нас несуществен, так как описывает простую временную подвижку сигнала.

Легко получить точный оператор (как оператор обратной фильтрации), решающий поставленную задачу. Обозначим его через $W^{(IA)}$, дополнив верхним индексом, чтобы подчеркнуть, что при помощи такого оператора будет построено изображение в истинной амплитуде (ИА):

$$W^{(IA)}(k_z, \omega) = \frac{jk_z}{2\pi} \exp(jhk_z). \quad (12)$$

При $k^2 < k_x^2 + k_y^2$ под квадратным корнем k_z фигурирует отрицательная величина и k_z становится мнимым. В этой области, занятой так называемыми неоднородными волнами, функция $\exp(jhk_z)$ характеризуется возрастанием энергии по экспоненциальному закону. Спектральная характеристика оператора может быть записана в виде

$$W^{(IA)}(k_z, \omega) = \begin{cases} \frac{jk_z}{2\pi} \exp(jh\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}), & k^2 \geq k_x^2 + k_y^2 \\ \frac{jk_z}{2\pi} \exp(h\sqrt{-k^2 + k_x^2 + k_y^2}), & k^2 < k_x^2 + k_y^2 \end{cases}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что практическое применение фильтра (13) будет связано с известными трудностями, преодоление которых потребует модифицирования его частотной характеристики. В дальнейшем будем использовать две такие модификации. Первая связана с введением регулируемого пользователем порогового ограничения на амплитудный спектр. Вторая подразумевает использование регуляризации, аналогичной той, которая применяется в традиционных алгоритмах сейсмической деконволюции и иногда называется «уровнем белого шума» (см. приведенную ниже формулу (14)). Вопросы, связанные с построением приближенных операторов, обсуждались уже с 80-х годов прошлого века (см., например, [Berkhout, van Wulfften Palthe, 1980] или [Козлов, 1986]).

Теперь продемонстрируем процесс построения изображения при помощи фильтра (12). Его применение к исходному волновому полю в частотной области сводится к перемножению их спектральных характеристик. Умножив (12) на (9), имеем

$$W^{(IA)}(k_z, \omega) \tilde{U}(k_z, \omega) = LS(\omega) \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right).$$

Применив к правой части последнего равенства обратное преобразование Фурье по временной частоте ω и используя нормировку на амплитуду первичной волны, приходим к желаемому результату (3).

При построении изображения в слабоконтрастных неоднородных средах, а также при произвольном положении рассеивающего объекта схема не претерпевает принципиальных изменений. Логика нашего алгоритма базируется на следующих принципах. В глубинной области выбирается точка, в которой требуется получить изображение. Пусть, для определенности, точка имеет координаты (x, y, h) . Источник на поверхности, срабатывающий в нулевой момент времени, излучает волну, проходящую в нижнее полупространство, достигающую этой точки в момент времени θ и имеющую в этой точке амплитуду M . Величины θ и M вычисляем при помощи тех или иных средств решения прямых задач. Тогда

на сейсмограмме общего пункта возбуждения (ОПВ) наблюдается вторичная волна, которая совпадает с полем точечного источника, сработавшего в момент времени θ , и нас интересует интенсивность этого источника. После применения оператора, аналогичного (12), волна окажется сфокусированной на трассе с координатами (x, y) на времени θ . Для получения такого оператора требуется предварительно посчитать поле источника, расположенного в точке (x, y, h) и регистрируемого на поверхности наблюдений, что аналогично вычислению функции Грина в процессе сейсмической миграции. С этой целью вновь потребуются привлечь средства решения прямых задач.

Затем следует расчет фокусирующего оператора, он же – оператор деконволюции. Наиболее наглядный (впрочем, при этом, не оптимальный) способ реализации вычислений аналогичен тому, который мы применяли, рассматривая случай однородного полупространства. А именно, посчитав волновое поле u как результат решения прямой задачи, используем преобразование Фурье, чтобы получить спектральную характеристику U . Искомый оператор W есть величина, обратная к $U: W = 1/U$. При делении потребуются регуляризация ε , которую можно ввести после умножения числителя и знаменателя на комплексно сопряженную функцию U^* :

$$W = \frac{U^*}{U^*U + \varepsilon}. \quad (14)$$

Альтернативным методом обеспечения устойчивости фильтрации является введение порогового ограничения на энергию обратного фильтра на каждой пространственной и временной частоте.

Вклад амплитуды падающей волны устраним путем деления амплитуды сфокусированного сигнала на M . Влияние характеристики рассеяния корректируется фильтрацией при помощи оператора (7). Тогда на времени θ в указанной трассе сейсмограммы будет находиться искомая величина (3). Остается лишь записать это значение в виде контрастности точки (x, y, h) :

$$\Omega^{(IA)}(x, y, h) = \sigma(x, y, \theta) / M,$$

где через σ обозначена трасса, полученная в результате применения фильтра (7) к u . Затем переходим к следующей глубинной точке.

Если среда в интервале от свободной поверхности до рассеивающего объекта содержит границы повышенной контрастности, задача сводится к предыдущей при помощи погружения уровня наблюдений под эти границы. Применив обращенное продолжение поля со стороны приемников и источников, получим новый набор сейсмограмм, который был бы зарегистрирован, если бы источники и приемники находились на выбранной глубинной плоскости погружения. Затем используется описанный алгоритм построения изображения.

О ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВАХ МИГРАЦИИ КИРХГОФА

Выше мы уже говорили, что авторы подавляющего большинства работ предлагают только способы выделения дифрагированной волны на фоне зеркальных отражений, а для получения изображения используют популярный алгоритм миграции Кирхгофа, сводящийся к взвешенному суммированию трасс (которое мы запишем как интегрирование по площадным координатам) волнового поля с подвижками и корректирующей фильтрации [Боганик, Гурвич, 2006]. Для более наглядной записи формулы преобразования перейдем от частотной характеристики исходного поля $U(x, y, \omega)$ к его временной характеристике $u(x, y, t)$. Корректирующая фильтрация производится при помощи оператора $c(t)$, имеющего спектральную характеристику $C(\omega) = j\omega$. Очевидно, что такой фильтр производит

дифференцирование трассы, т. е. является дифференциатором. Свертка с оператором может быть реализована до взвешенного суммирования трасс:

$$\hat{u}(x, y, t) = c(t) * u(x, y, t),$$

в данном случае звездочка обозначает свертку. Тогда миграционное преобразование Кирхгофа записывается в виде

$$\Omega^{(K)}(x = 0, y = 0, z = h) = \iint w(x, y) \hat{u}(x, y, t - \tau(x, y)) dx dy, \quad (15)$$

где использована весовая функция

$$w(x, y) = \frac{h}{2\pi v r^2(x, y)}$$

и траектория суммирования

$$\tau(x, y) = \frac{r(x, y)}{v}.$$

Верхний индекс (K) указывает на то, что изображение построено по алгоритму Кирхгофа.

Очевидно, что если производится построение изображения в глубинной точке, в которой расположен дифрактор, то траектория суммирования τ совпадает с годографом наблюдаемой вторичной волны. Иначе говоря, в процессе преобразования происходит синфазное суммирование сигналов, а при таком суммировании форма импульса не претерпевает искажений. Однако применение фильтра $c(t)$ эти искажения неизбежно внесет. Фильтрация оказывается необходимой в случае несинфазного суммирования сигналов. Она корректирует искажения формы импульса, возникающие за счет того, что имеет место не совпадение траектории суммирования и годографа волны, а их касание. Последняя ситуация имеет место в традиционной сейсмической миграции, когда в виде траектории суммирования для отраженной волны используется «годограф дифрагированной волны». К результату такой обработки можно прийти аналитически, подставив выражение для соответствующего волнового поля $\hat{u}(x, y, t)$, получаемого как обратное преобразование Фурье от (8), в интеграл (15).

Результат миграции волнового поля дифрактора посчитать несложно, а за подробными выкладками мы отсылаем читателя к приложению в статье [Денисов, 2013б]. Получим

$$\Omega^{(K)}(x = 0, y = 0, z = h) = \frac{s'(0)}{v},$$

где под $s'(0)$ понимается значение производной формы импульса при $t = 0$. Если источник возбуждал, например, единичный импульс $s(t) = \delta(t)$, или если в результате предварительной обработки получен нуль-фазовый симметричный импульс, то $s'(t)$ оказывается некаузальным антисимметричным сигналом и $s'(0) = 0$. В точке, в которой находится дифрактор, амплитуда построенного изображения окажется нулевой, а в окрестности этой точки будут наблюдаться интенсивные протяженные артефакты.

Причиной неудовлетворительной работоспособности миграции Кирхгофа является особенность неявно используемого в таком алгоритме оператора обращенного продолжения поля. В выражении (15) к волновому полю применяется оператор, который после вычисления многомерного преобразования Фурье (см., например, [Berkhout, van Wulfften Palthe, 1980]), имеет спектральную характеристику

$$W^{(K)}(k_z) = \begin{cases} \exp(jh\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}), k^2 \geq k_x^2 + k_y^2 \\ \exp(-h\sqrt{-k^2 + k_x^2 + k_y^2}), k^2 < k_x^2 + k_y^2 \end{cases} \quad (16)$$

которая в части оператора обращенного продолжения поля $\exp(jhk_z)$ отличается от (13) тем, что вместо экспоненциального роста имеет экспоненциальное затухание в области неоднородных волн. Заметим, что эта особенность объясняет известное свойство устойчивости преобразования Кирхгофа.

Анализируя разложение поля точечного источника по базису плоских волн (они же – *однородные волны*), Л.М. Бреховских следующим образом характеризует влияние неоднородных волн: «Необходимость привлечения такого рода волн при разложении сферической волны вытекает из того, что суперпозицией одних только обычных плоских волн нельзя получить поле, которое имело бы требуемую особенность при $\rho \rightarrow 0$ и оставалось бы ограниченным во всех остальных точках. Однако нетрудно из весьма наглядных соображений понять, как такая особенность получается при использовании неоднородных волн» [Бреховских, 1973]. Через ρ обозначено расстояние от точки, в которой расположен источник, до точки, в которой записывается волновое поле. Иначе говоря, при построении изображения с целью фокусировки энергии, излучаемой вторичным точечным источником, необходимо применить корректное обращенное продолжение как для однородных, так и для неоднородных волн.

При миграции Кирхгофа неоднородные волны претерпевают удвоенное экспоненциальное затухание. Первое – в процессе распространения рассеянной волны от дифрактора к поверхности наблюдений. Второе – при применении оператора Кирхгофа со спектральной характеристикой (16). Первое происходит неизбежно в силу физических особенностей процесса распространения упругих волн. Второе реализуется ввиду особенностей оператора, выбранного для решения задачи, и при использовании альтернативного способа продолжения поля может быть устранено, по крайней мере, до некоторой степени.

Дополнительным недостатком алгоритма Кирхгофа является то, что соответствующее ему хорошо знакомое преобразование (15) записано для дальней зоны, а именно в приближении

$$r \gg \frac{v}{\omega}. \quad (17)$$

Весовая функция оператора, получаемого непосредственно из интеграла Кирхгофа [Борн, Вольф, 1973], в пространственно-частотной области записывается как

$$\frac{h}{2\pi} \left(\frac{1}{r^3(x, y)} - jk \frac{1}{r^2(x, y)} \right), \quad (18)$$

откуда следует необходимость выполнения неравенства (17). Если, как это зачастую бывает в практических задачах, интерес представляют приповерхностные неоднородности, то (17) не выполняется, и в качестве весовой функции оператора следует использовать (18). В ближней зоне начинает доминировать первый член разности в круглых скобках в (18). Однако при $r \rightarrow 0$ его амплитуда быстро устремляется к бесконечности. Это приводит к тому, что применение оператора будет вызывать неограниченный рост энергии результата обработки. Например, продолжив плоскую волну единичной амплитуды на небольшую глубину, на выходе вместо плоской волны той же амплитуды будем иметь синфазность, значительно превосходящую ее по интенсивности. Нетрудно понять, что эффект связан с некорректной в таких условиях аппроксимацией интеграла суммой.

О ПРИРОДЕ АРТЕФАКТОВ МИГРАЦИИ КИРХГОФА: ХАРАКТЕРИСТИКА РАССЕЯНИЯ

Алгоритм построения изображения дифракторов был получен нами как результат обращения модели волнового поля, обусловленного эффектом рэлеевского рассеяния. Для дальнейших рассуждений, посвященных совместному анализу методик построения изображений мелкомасштабных объектов и гладких протяженных границ, нам потребуется иная трактовка способа решения задачи. Согласно принципу, изложенному в статье [Денисов, 2013а], построение глубинного изображения представляет собой двухшаговую процедуру. На первом этапе производится обращенное продолжение поля во внутренние точки среды. На втором этапе реализуется обнаружение волн. Поясним этот принцип, следуя логике указанной статьи.

Пусть источник упругих волн расположен на свободной поверхности. Приемники также находятся на поверхности в точках с координатами (x, y) – см. рис. 2, а. Требуется построить изображение в некоторой глубинной точке с вектор-координатой (\bar{x}, \bar{y}) . На первом этапе применяется такое преобразование исходных сейсмограмм $u(x, y, t)$, результат которого (с учетом некоторых несущественных для нас допущений) соответствовал бы волновому полю $u(\bar{x}, \bar{y}, t)$, которое было бы зарегистрировано «чуть выше» внутренней точки среды (\bar{x}, \bar{y}) . Это реализуется при помощи обращенного продолжения поля, которое также иногда называют погружением сейсмоприемников. Источник по-прежнему находится на свободной поверхности (рис. 2, б). Для реализации преобразования необходимо использовать подборку трасс, соответствующую фронту распространяющейся в среде волны. Очевидно, что это сейсмограмма ОПВ. Через точку (\bar{x}, \bar{y}) может проходить протяженная глубинная граница или же в ней вообще может не быть неоднородности. В последнем случае логика рассуждений не меняется, и применение алгоритма построения изображения приведет к получению элемента среды, характеризуемого нулевой акустической контрастностью.

На сейсмограмме после погружения имеем волну, прошедшую фрагмент среды от поверхности до точки (\bar{x}, \bar{y}) , претерпевшую в этой точке взаимодействие с неоднородностью и зарегистрированную сразу после такого взаимодействия. Так как строение среды выше точки построения изображения известно, то можно смоделировать такую же волну, используя тот или иной метод решения прямых динамических задач распространения волн в неоднородных средах. Очевидно, что амплитуда модельной волны будет отличаться от амплитуды волны, полученной погружением.

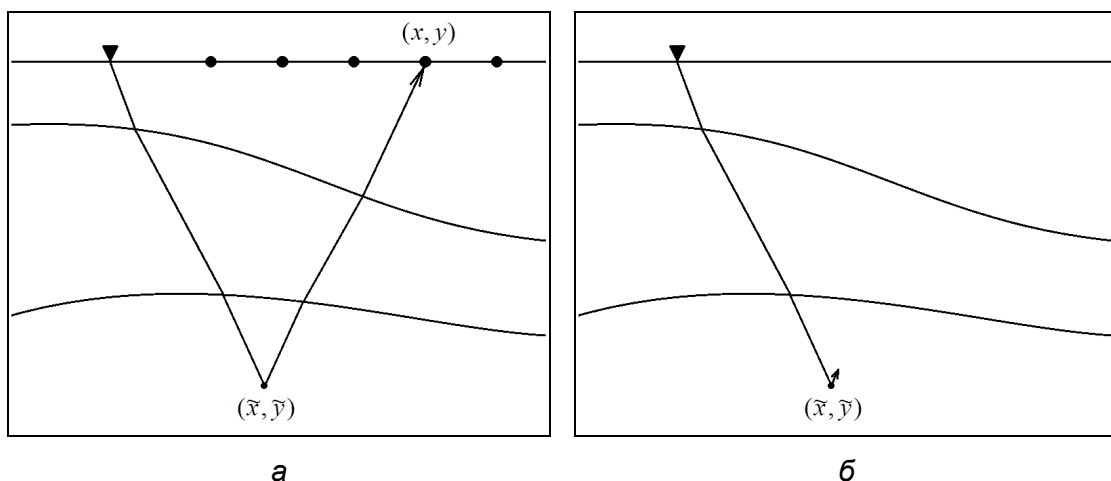


Рис. 2. Условная схема проведения сейсмического эксперимента. Источник колебаний (обозначен треугольником) расположен на свободной поверхности. Глубинная точка построения изображения имеет латеральные координаты (\bar{x}, \bar{y}) : а – при получении данных приемники находятся на свободной поверхности; б – для получения изображения применяется обращенное продолжение волнового поля на глубинный уровень чуть выше точки построения изображения

Если через глубинную точку проходит гладкая граница, то волна, полученная погружением, будет домножена относительно модельной волны на зависящий от угла подхода луча коэффициент отражения от границы. Разделив амплитуды этих волн, вычислим коэффициент отражения, являющийся искомой величиной в традиционном алгоритме сейсмической миграции.

Принцип построения изображения, основанный на вычислении отношения амплитуды погруженной волны к амплитуде модельной волны в совокупности с требованием (3) о сохранении формы импульса источника, требует, чтобы волна, претерпевшая взаимодействие с глубинной неоднородностью, характеризовалась формой импульса $s(t)$, а импульс модельной волны был бы дельта-функцией $\delta(t)$. Иначе неизбежны искажения динамики получаемого изображения.

В алгоритме Кирхгофа не делается различия между рассеянной и отраженной волной. То есть предварительная фильтрация оператором (7) не применяется. Это корректно для плоских волн, так как при отражении не происходит изменения формы импульса [Петрашень, 1959]. Если алгоритм Кирхгофа применять к рассеянной компоненте поля, то импульс дифрагированной волны будет отличаться от импульса источника. Отличия существенны, так как они описываются фильтром со спектральной характеристикой $\sim \omega^2$. Деление амплитуд волн как способ получения контрастности рассеивающего объекта при этом теряет смысл. Кроме того, как мы видим из (6), алгоритм Кирхгофа, будучи примененным к волновым откликам дифракторов, также игнорирует фактор $1/v^2$, что в случае переменной по латеральным координатам функции скорости $v = v(x, y, z)$ приводит к систематической ошибке контрастности результата глубинных построений. При реализации погружения поля в точку построения изображения алгоритм Кирхгофа применяет дополнительную не нужную в данной ситуации (а потому вредную) корректирующую фильтрацию. Фильтр-дифференциатор имеет характеристику $\sim \omega$, что в совокупности с проигнорированной алгоритмом Кирхгофа спектральной характеристикой рассеяния приводит к тому, что отличие импульса погруженной волны от импульса источника станет более значительным и будет описываться функцией $\sim \omega^3$. Также имеют место фазовые отличия импульсов, обусловленные эффектом дифференцирования, и это усугубляет некорректность процедуры вычисления положения дифрактора и его контрастности.

МОДЕЛЬНЫЙ ПРИМЕР

Проиллюстрируем наши рассуждения примером обработки модельной сейсмограммы. Среда представляет собой однородное полупространство, характеризуемое скоростью распространения волны $v = 4000$ м/с. Локальная неоднородность расположена на глубине $h = 100$ м. Так как рассеянная волна имеет спектр (4), то если применить миграцию Кирхгофа непосредственно к такому волновому полю, сигнал претерпит сильные искажения за счет влияния характеристики рассеяния. Это затруднит сравнение с результатом обработки при помощи описанного нами алгоритма. Поэтому до миграции к исходным трассам был применен корректирующий фильтр (7), а наш алгоритм был модифицирован так, чтобы эту фильтрацию из него исключить.

Здесь мы считаем целесообразным привести дополнительное пояснение относительно особенностей сигнальной обработки реальных данных. Регистрируемое волновое поле представляет собой интерференцию отраженных и рассеянных волн, и форма их импульсов различна. Так как первые доминируют по уровню энергии, то при решении практических задач коррекции формы сигнала адаптивные операторы обратной фильтрации будут настраиваться преимущественно на импульс отраженной волны. Допустим, что средствами сейсмической деконволюции удалось добиться того, что амплитудный спектр импульса отраженных волн стал плоским в рабочем диапазоне частот. Тогда импульс дифрагированных волн будет иметь

амплитудный спектр $\sim \omega^2$. Можно пытаться проводить сигнальную обработку после этапа разделения волнового поля на отраженные и рассеянные волны, однако в таком случае сейсмограммы рассеянных волн будут характеризоваться крайне низким отношением сигнал/помеха, что затруднит процесс адаптации фильтра.

Волновое поле рассеянной волны после фильтрации (7) с целью выравнивания амплитудного спектра и преобразования импульса к нуль-фазовому виду показано на рис. 3, а. Применение миграции Кирхгофа (рис. 3, б) приводит к искажениям импульса, который, как и ожидалось, становится антисимметричным. Истинному положению дифрактора соответствует отсчет нулевой амплитуды. Неудовлетворительные фокусирующие свойства миграционного преобразования Кирхгофа проявляются в виде артефакта, имеющего характерную форму «звездочки».

Предложенный нами алгоритм с использованием порогового ограничения (рис. 3, в) и регуляризации (рис. 3, г) сохраняет форму импульса и обладает лучшими по сравнению с миграцией Кирхгофа фокусирующими свойствами.

Пусть теперь среда представляет собой однородное полупространство ($v = 4000$ м/с), содержащее три вкрапления с различной рассеивающей способностью. Наиболее контрастный локальный объект расположен на глубине $h = 50$ м. Исходное поле дифрагированных волн представлено на рис. 4, а, где наблюдается интерференция волновых откликов. Применение миграции Кирхгофа (рис. 4, б) не позволяет разрешить интерференционную картину. Интенсивные артефакты, связанные с центральным дифрактором, маскируют прочие рассеивающие объекты. Изображения, полученные в результате использования предложенного нами способа (рис. 4, в – с пороговым ограничением, рис. 4, г – с регуляризацией), обладают лучшей разрешающей способностью. Выделяются три локальные неоднородности, при этом сохранена форма импульса.

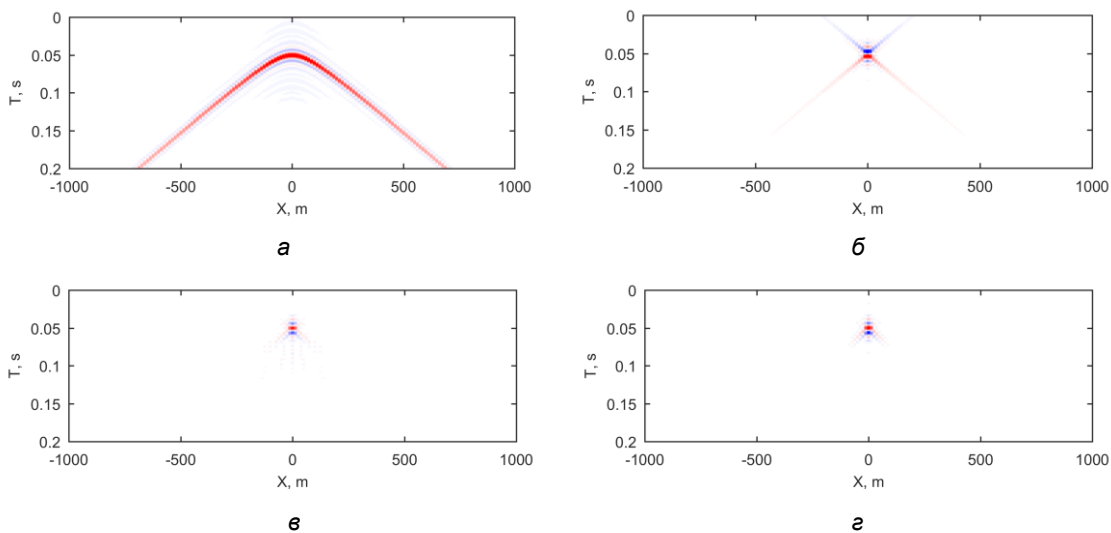


Рис. 3. Модельный пример: одиночный дифрактор в однородном полупространстве. Результаты построения глубинных изображений пересчитаны во временной масштаб, а – исходное волновое поле, б – результат миграции Кирхгофа, в – результат применения предложенного алгоритма с использованием порогового ограничения на уровень усиления, г – результат применения предложенного алгоритма с использованием регуляризации

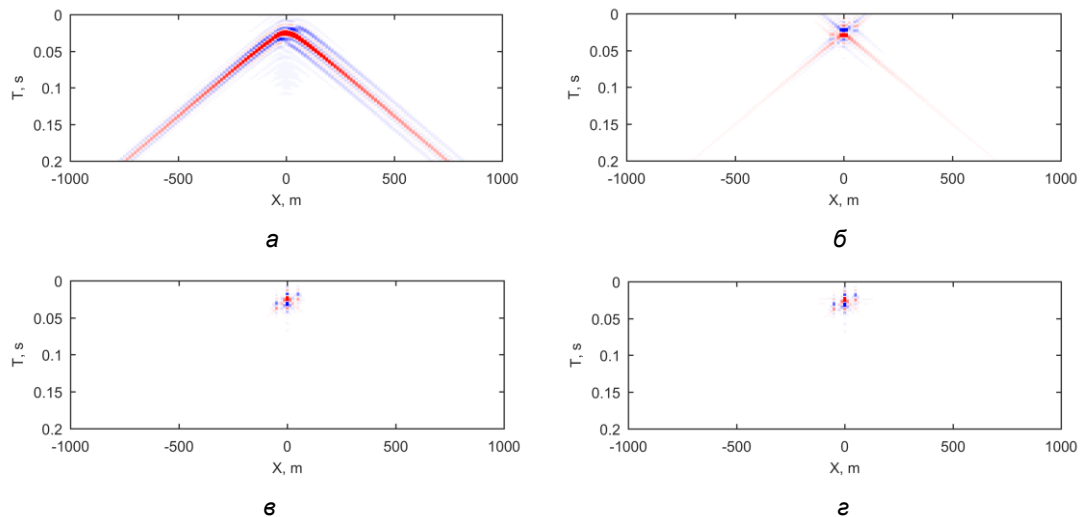


Рис. 4. Модельный пример: три дифрактора с различной рассеивающей способностью в однородном полупространстве, а – исходное волновое поле, б – результат миграции Кирхгофа, в – результат применения предложенного алгоритма с использованием порогового ограничения на уровень усиления, г – результат применения предложенного алгоритма с использованием регуляризации

О ПРИРОДЕ АРТЕФАКТОВ МИГРАЦИИ КИРХГОФА: ИСКАЖЕНИЕ СИГНАЛА ПРИ ПОГРУЖЕНИИ

Мы пока не ставили вопрос о реализуемости точного обращенного продолжения поля во внутренние точки среды, полагая, что такая возможность у нас имеется. На самом деле, основные артефакты преобразования Кирхгофа, которые, в отличие от упомянутых выше, неустранимы в принципе, связаны именно с некорректностью использования этого преобразования при обращенном продолжении поля. В алгоритме миграции Кирхгофа, как, впрочем, и в описанном нами методе, погружение в глубь среды присутствует в неявном виде, поэтому окажутся полезными приведенные рассуждения о двухшаговой процедуре.

Методика построения глубинного изображения опять-таки неявно подразумевает одновременный расчет двух сейсмограмм. Первая получается как обращенное продолжение зарегистрированного волнового поля во внутренние точки среды. Вторая – как прямое продолжение поля точечного источника в эти же точки, или, что то же самое, расчет модельной волны. Результат обработки соответствует отношению их амплитуд, а именно: на втором этапе двухшаговой процедуры производится деление амплитуд отсчетов, взятых с трасс, латеральные координаты которых соответствуют положению текущей точки построения изображения. В явном виде эти принципы реализованы в алгоритме так называемой *миграции в обращенном времени* (в англоязычных работах – *reverse time migration*), и читателя, интересующегося деталями методики, мы отсылаем к соответствующей литературе. Главным принципом, на котором базируется способ получения изображения в глубинной точке, является совпадение времен распространения модельной и погруженной в эту точку волн. Такое совпадение имеет место, если точка принадлежит некоторой глубинной неоднородности. Тогда отношение амплитуд волн будет ненулевым.

С целью пояснения неизбежности введения объектно-ориентированных алгоритмов построения изображений, рассмотрим несколько характерных ситуаций. Чтобы лучше структурировать текст, введем локальную рубрику этого раздела статьи. При этом будем изучать поведение только волнового поля, получаемого в результате обращенного продолжения, так как расчет падающей на глубинную неоднородность модельной волны не зависит ни от условий регистрации колебаний, ни от типа этой неоднородности. Фронт такой

волны в однородном полупространстве всегда сферичны, а ее годограф на сейсмограмме, которая была бы получена при регистрации во внутренних точках среды, представляет собой гиперболу с возрастающим значением времени вступления сигнала на трассе нулевого удаления по мере увеличения глубины точки построения изображения. Предлагаемая ниже серия мысленных экспериментов проводится на качественном уровне, схематично поясняя лишь суть эффектов, сопутствующих применению того ли иного преобразования.

1. Предположим, что у нас имеются наблюдения на замкнутом контуре, тем самым существует возможность реализации точного обращенного продолжения.

1.1. Требуется получить изображение рассеивающего объекта.

Иногда невозможность корректного использования интегрального преобразования Кирхгофа в задаче обращенного продолжения поля и построения глубинного изображения связывают с незамкнутостью контура интегрирования [Васильев, 1973]. Действительно, в таком случае оказывается нарушенным одно из базовых предположений, сделанных при выводе алгоритма, а именно требование, чтобы волновое поле было известно на замкнутой поверхности. Мы полагаем, что метод Кирхгофа не позволяет получать изображения дифракторов не только по этой причине. Предположим, что имеется возможность выбрать сколь угодно длинные косы сейсмоприемников и расположить их где угодно. В том числе во внутренних точках среды. Пусть самый верхний дифрагирующий объект в нижнем полупространстве расположен на глубине h . Среда выше него характеризуется постоянной скоростью, а другие объекты расположены на большей глубине.

Важной особенностью ситуации является то, что рассеивающий объект играет роль источника, поэтому он должен быть расположен вне объема, ограниченного контуром интегрирования [Борн, Вольф, 1973]. Если производится построение изображения дифрагирующего объекта, то обращенное продолжение поля делается в точку, в которой он расположен. Так как на основании интеграла Кирхгофа обращенное продолжение вычисляется только для точек, расположенных внутри объема, приходим к противоречию. Итак, метод Кирхгофа, строго говоря, не может корректно применяться в задаче построения изображения мелкомасштабных рассеивающих объектов с сохранением амплитуд.

Однако можно прибегнуть к приблизительным рассуждениям. Да, мы не имеем возможности выбрать предписанный теорией контур интегрирования. Но выберем его почти так, как нужно. В нашей ситуации это значит, что мы проведем нижнюю его границу чуть выше положения дифрактора, а точку, в которую будем производить обращенное продолжение и которая не может лежать на контуре, немного сместим внутрь объема. Такая конфигурация условно показана на рис. 5, а. В соответствии с условием Зоммерфельда контур можно считать замкнутым полусферами на бесконечности [Владимиров, 1981]. Расстояние между точками обозначим как Δh . В результате вычисления интеграла Кирхгофа получим поле в точке внутри контура. Отсюда приходим к приблизительному решению задачи в виде отношения амплитуд модельной волны в интересующей нас точке построения изображения на глубине h и волны, погруженной в точку на глубине $h - \Delta h$. К последней необходимо предварительно применить оператор обратной фильтрации (7).

Теперь нам предстоит проделать аналогичные расчеты для более глубоких дифракторов. Это значит, что нижнюю границу контура придется постепенно, с уровня на уровень, смещать вниз, производя вычисления на каждом из них и вводя в глубинно-скоростную модель уже построенные вышележащие неоднородности. Понятно, что такая процедура на практике реализована быть не может. Здесь мы рассмотрели такую гипотетическую конфигурацию наблюдений лишь с целью пояснить особенности алгоритма сейсмической миграции в задаче построения изображения дифракторов.

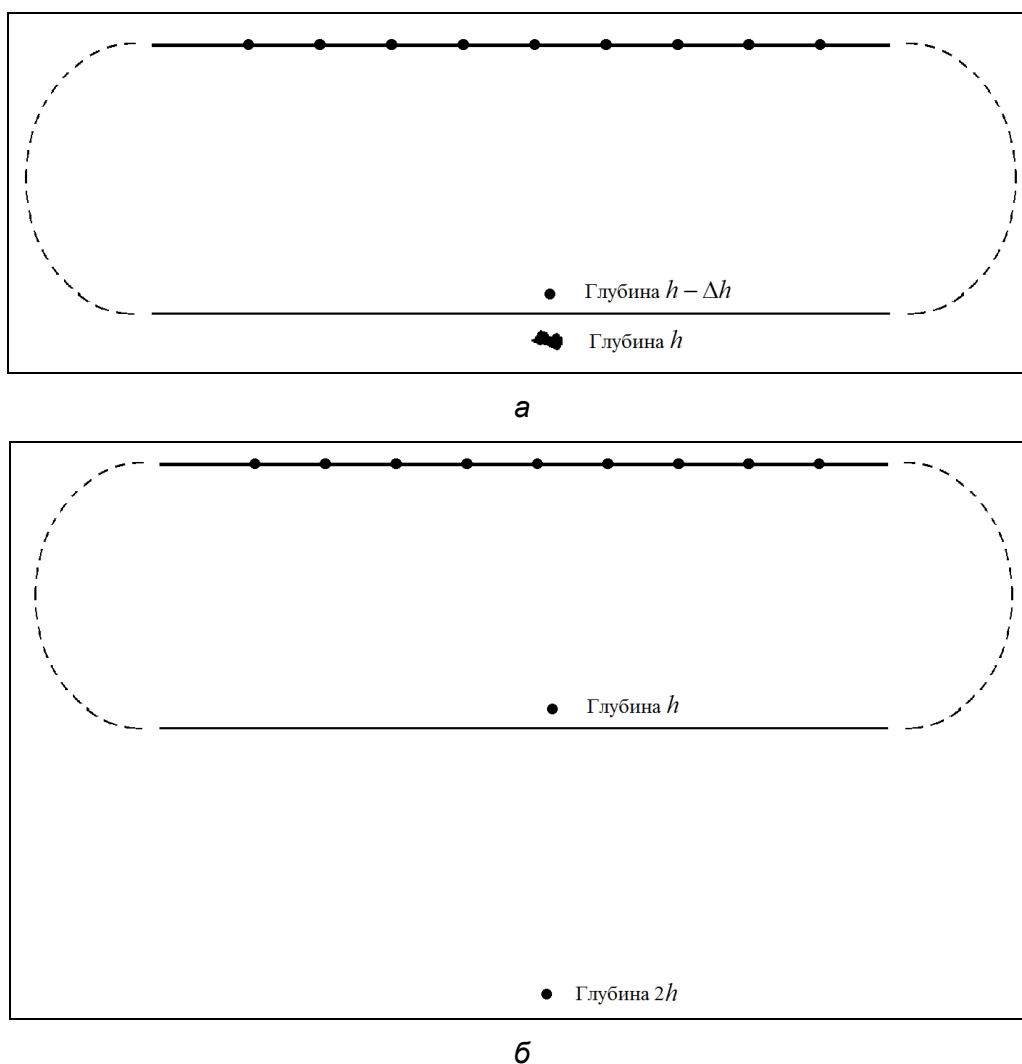


Рис. 5. Выбор контура интегрирования для реализации преобразования Кирхгофа. Штриховой линией условно показаны удаленные на бесконечность полусферы, замыкающие контур в соответствии с условием Зоммерфельда, а – построение изображения рассеивающего объекта; б – построение изображения протяженной границы

1.2. Требуется получить изображение протяженной границы.

Пусть граница горизонтальна и расположена на достаточной глубине h . Тогда в рамках не существенных для нас ограничений поле отраженной от нее волны, наблюдаемое на поверхности, совпадает с полем мнимого точечного источника, расположенного на глубине $2h$ [Бреховских, 1973]. В такой ситуации очень просто назначить контур для реализации обращенного продолжения поля в глубинные точки на уровне h . Верхняя граница контура совпадает с поверхностью, а нижняя выбирается чуть ниже этого уровня (рис. 5, б). Тогда точка находится внутри объема, и можно использовать преобразование Кирхгофа.

Так как все волновые поля наблюдаются в дальней зоне, энергия неоднородных волн оказывается незначительной, и задачу можно рассматривать только для плоских волн. Последние, будучи зарегистрированными на свободной поверхности, точно и устойчиво пересчитываются при помощи обращенного продолжения на выбранный нижний уровень наблюдений однородного полупространства. Иначе говоря, замыкание контура здесь не приводит к получению новой информации, необходимой для достижения фокусировки, и сама фокусировка не требуется. Обращенное продолжение поля в точку построения изображения

является почти точным. Мы говорим *почти*, потому что даже в пределах дальней зоны продолжение поля в сторону источника должно сопровождаться некоторым усилением уровня неоднородных волн, что здесь игнорируется. Подробнее эти вопросы, а также ситуация, с которой мы имели дело в п. 1.1, освещены в статье [Warenaar et al., 1989].

Фронт погружаемой отраженной волны по мере приближения к границе представляет собой постепенно сжимающуюся сферу, а годограф волны на сейсмограмме – гипербола с уменьшающимся значением времени вступления сигнала на трассе нулевого удаления. Однако при попадании точки построения изображения на самую глубинную границу фокусировки не происходит: фронт остается сферой достаточно большого радиуса, а годограф – гиперболой малой кривизны. Тем самым, насыщения спектральной характеристики волнового поля энергией неоднородных волн почти не требуется.

Если точка построения изображения попадает на глубинную границу, времена вступления сигналов модельной и погруженной волн становятся равными, и в результате деления амплитуды погруженной волны на амплитуду модельной волны будет получен искомый коэффициент отражения.

Итак, для протяженного отражающего объекта имеем процедуру обращенного продолжения, результат которой почти не зависит от выбора нижней границы контура и которая может быть реализована на незамкнутом контуре интегрирования. Миграция Кирхгофа оказывается корректным инструментом решения данной задачи.

2. Пусть колебания регистрируются только на свободной поверхности.

2.1. Применяем алгоритм миграции Кирхгофа.

2.1.1. Глубинная неоднородность представляет собой протяженную границу.

Как было показано в п. 1.2, наличие замкнутого контура не оказывает решающего влияния на результат построения изображения протяженной границы. Обработка данных, полученных только на поверхности, позволяет восстанавливать коэффициент отражения от границы, расположенной на достаточной глубине.

2.1.2. Глубинная неоднородность представляет собой мелкомасштабный рассеивающий объект.

Волновое поле, наблюдаемое на поверхности, после корректирующей фильтрации (7) имеет спектральную характеристику (9). Применение оператора обращенного продолжения со стороны приемника на глубинный уровень h тождественно умножению этой характеристики на комплексно сопряженную к (11) функцию

$$W(k_z) = \exp(jhk_z),$$

т. е. в области однородных волн получим

$$U(k_z) = LS(\omega) \frac{2\pi}{jk_z} \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right).$$

В области неоднородных волн энергия претерпевает удвоенное экспоненциальное затухание, тем самым стремится к нулю.

Сравнив последнее равенство с (10), увидим, что в результате погружения поля на уровень h имеем волну, распространяющуюся в плоскости, которой принадлежит дифрактор. Так как экспоненциальный фактор отвечает за подвижку сигнала, то на сейсмограмме волна имеет симметричный линейный годограф с временем вступления $t = h/v$ сигнала на трассе нулевого удаления. Фокусировки волны не происходит. При получении изображения в процессе деления на амплитуду падающей волны это приводит к появлению артефактов, характеризуемых симметричным линейным годографом и формирующих изображение в виде «звездочки» вместо точки. Этот эффект мы наблюдали на рис. 3, б.

Кроме того, корректирующий фильтр оператора Кирхгофа искажает синфазно накопленный сигнал, и при вычислении отношения амплитуд будет получено глубинное изображение с неверной формой импульса. Если в результате предварительной обработки, нацеленной на коррекцию формы сигнала отраженной волны (как наиболее энергетически выраженной компоненты волнового поля), получен симметричный нуль-фазовый импульс, то импульс погруженной в глубинную точку дифрактора волны окажется антисимметричным, т. е. $s(0) \equiv 0$. В этой точке акустическая контрастность вместо желаемой I станет нулевой. Если, к тому же, как это обычно и происходит, специально не позаботиться о том, чтобы привести форму импульса рассеянной волны к форме импульса источника, то в результате домножения спектральной характеристики первого на $\sim \omega^2$ импульс на сейсмическом изображении окажется уже третьей производной импульса источника.

2.2. Применяем описанный выше фокусирующий алгоритм.

2.1.1. Глубинная неоднородность представляет собой протяженную границу.

В соответствии с принципом мнимого источника спектральная характеристика отраженной от глубинной границы волны записывается как

$$\tilde{O}(k_z, \omega) = \eta S(\omega) \frac{2\pi \exp(-j2hk_z)}{jk_z},$$

где η – коэффициент отражения (его зависимость от угла подхода луча мы для простоты пренебрегаем). В результате действия оператора $W^{(IA)}(k_z, \omega)$ происходит умножение этой характеристики на спектральную характеристику (12), в результате чего погруженная волна приобретает спектр

$$\eta S(\omega) \exp(-jhk_z).$$

Для получения корректного глубинного изображения спектр погруженной волны должен совпадать со спектром поля точечного источника. Понятно, что последнее выражение таковым не является. Как следует из (11), если игнорировать не существенные здесь факторы η и $S(\omega)$, оно оказывается спектром оператора прямого продолжения поля на глубину h . Известно (см. [Козлов, 1986]), что оператор продолжения поля равен производной по нормали к поверхности поля точечного источника: $D = \partial U / \partial z$. Для больших значений h функция D отличается от U характеристикой направленности и формой импульса. Для малых h их взаимосвязь сложнее (см. выражение (18)). Таким образом, описанный выше алгоритм построения изображения дифракторов, будучи примененным к полю отраженной от протяженной границы волны, не приведет к получению желаемого результата.

2.1.2. Глубинная неоднородность представляет собой мелкомасштабный рассеивающий объект.

Фокусирующий алгоритм по построению решает поставленную задачу. В результате применения преобразования к полю рассеянной волны имеем результат (3), являющийся искомым.

Итак, мы приходим к следующему выводу. Алгоритмы построения изображений в истинных амплитудах оказываются не универсальными. Каждый алгоритм ориентирован на некоторый класс неоднородностей. Иначе говоря, способы построения глубинных изображений являются объектно-ориентированными. Разделение волновых полей (в нашем примере на отраженные и дифрагированные волны) должно производиться до применения миграционных преобразований. После разделения полей к каждому из них применяется свой оператор.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждая особенности реализации нашего алгоритма в неоднородных средах, мы лишь упомянули, что обращение поля в спектральной области является самым наглядным и простым

методом получения оператора. Однако такой оператор окажется неоптимальным. Здесь нам приходится касаться необъятной и тщательно проработанной темы расчета оптимальных фильтров деконволюции. Особенность нашей ситуации в том, что решается задача многомерной обратной фильтрации. Даже краткий анализ возможных алгоритмов увел бы нас далеко от темы исследования. Поэтому мы ограничимся лишь одной литературной ссылкой на книгу [Кондратьев, 1976], из которой можно почерпнуть базовые принципы расчета многоканальных оптимальных фильтров.

В разделе, посвященном природе артефактов миграции, обусловленных характеристикой рассеяния, мы рассуждали о волне, наблюдаемой сразу после взаимодействия с неоднородностью. Логика двухшаговой процедуры, на которой основан алгоритм Кирхгофа, имеет свои ограничения, а именно: принцип построения изображения справедлив только если происходит отражение плоской волны от плоской границы. Если же возбуждение волн производится при помощи сосредоточенного источника, а глубинная граница плоская, то принцип асимптотически выполняется в дальней от этой границы зоне [Бреховских, 1973]. Таким образом, условность введенной формулировки «сразу после» очевидна, и здесь это понятие мы используем как технический термин. Если граница не плоская, то добавляются дополнительные требования к соблюдению асимптотических свойств решения задачи отражения волн [Рытов, 1966]. Кроме того, потребуется уточнение понятия коэффициента отражения для неплоской границы. Указанные особенности обуславливают ограничения, накладываемые на традиционные алгоритмы миграции. Как правило, при обсуждении сейсмической миграции эти ограничения специально не оговариваются, а все указанные асимптотические предположения неявно предполагаются выполненными. Здесь же мы их выписали в явном виде, чтобы в процессе детального сравнения алгоритмов построения изображений для протяженных границ и для локальных объектов не создалось впечатления, что только второму методу присущи ограничения на область его применимости.

Если глубинная точка принадлежит дифрагирующему объекту, то амплитуда волны, полученной погружением, окажется домноженной относительно амплитуды модельной волны на искомый коэффициент рассеивающей способности (5). Однако для этого необходимо предварительно применить к полю, полученному в результате погружения, корректирующую фильтрацию при помощи оператора (7). В традиционной сейсмической миграции такая фильтрация не применяется, и одна уже эта особенность свидетельствует о том, что для получения изображений протяженных границ и мелкомасштабных объектов следует применять различные методики. Асимптотические предположения, лежащие в основе описанного нами метода, также, строго говоря, относятся к понятию дальней зоны, хотя в наших рассуждениях мы пользовались термином «сразу после». В данном случае требуется, чтобы характерный линейный размер мелкомасштабного объекта был мал по сравнению с расстоянием до этого объекта [Исакович, 1973]. Тогда искомая акустическая контрастность вычисляется как отношение амплитуды вторичной волны, полученной после обращенного продолжения поля и корректирующей фильтрации, к первичной волне, полученной в результате моделирования.

В рамках настоящего исследования нас интересовали, в первую очередь, принципиальные вопросы, связанные со свойствами миграционного преобразования Кирхгофа и его спецификой в задаче построения изображений различных глубинных объектов. Поэтому вне рассмотрения остались такие аспекты как разработка оптимального оператора при наличии случайных или регулярных помех (к последним относятся и зеркально отраженные волны), построение фильтра для обработки профилейных (2D) данных, детали расчета операторов с регуляризацией и пороговым ограничением усиления и пр. Этим проблемам мы планируем посвятить отдельное исследование.

Хотя вопросы, связанные с построением более точных операторов обращенного продолжения волнового поля, обсуждались в литературе, возможности по улучшению изображения мелкомасштабных объектов пока мало изучены. Одной из наших целей было продемонстрировать потенциальные преимущества такого подхода, для чего мы привели

геофизическую и математическую формулировки задачи, теоретический анализ свойств оператора, а также показали пример обработки «чистых» модельных данных.

Описанный алгоритм решает задачу построения изображения по одной сейсмограмме ОПВ. Другие сейсмограммы обрабатываются аналогично, но потребуются изменить время запаздывания срабатывания вторичного источника, а также амплитуду взаимодействующей с ним волны. Вновь подчеркнем, что в начале статьи, введя систему координат, мы полагали $x = y = 0$ лишь для простоты записи формул. На самом деле, положение глубинной неоднородности в нижнем полупространстве может быть произвольным. При этом алгоритм построения изображения не меняется, что мы оговорили отдельно, рассуждая об особенностях работы в случае неоднородных сред. Сделав необходимые предварительные пояснения, можно рассматривать аналогичную задачу и для других сортировок, например, разрезов равноудаленных наблюдений (РУН).

Предложенный способ построения изображений дифракторов имеет смысл, в первую очередь, для изучения строения верхней части разреза. Затухание неоднородных волн, связанных с рассеянием на объектах, расположенных на большой глубине, оказывается значительным. Можно улучшить изображение таких неоднородностей по сравнению с методом Кирхгофа, но добиться удовлетворительной фокусировки при помощи линейных преобразований уже не представляется возможным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит А.А. Егорова (МГУ) за программную реализацию численных экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Программа СКИФ-НЕДРА, Государственный контракт № 14.964.11.0001 от 17 июня 2015 г.).

ЛИТЕРАТУРА

- Аки К., Ричардс П.** Количественная сейсмология. Т. 1, 2. – М.: Мир, 1983. – 880 с.
- Бреховских Л.М.** Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973. – 343 с.
- Боганик Г.Н., Гурвич И.И.** Сейсморазведка. – Тверь: АИС, 2006. – 744 с.
- Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
- Васильев С.А.** Некоторые вопросы теории продолжения волнового поля в сторону источника // Физика Земли. – 1973. – № 3. – С. 35–47.
- Владимиров В.С.** Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1981. – 512 с.
- Гольдин С.В.** Оценка коэффициента отражения при миграции обменных и монотипных волн // Геология и геофизика. – 1992. – № 4. – С. 90–105.
- Гольдин С.В.** Суперпозиция и продолжение преобразований, применяемых в сейсмической миграции // Геология и геофизика. – 1994. – № 9. – С. 131–145.
- Денисов М.С.** Где живут дифракторы? // Технологии сейсморазведки. – 2008. – № 2. – С. 97–101.
- Денисов М.С.** Смог ли М. Борн подружить теорию и практику сейсморазведки? // Технологии сейсморазведки. – 2009. – № 1. – С. 112–118.
- Денисов М.С.** Алгоритмы сейсмической миграции. Часть 1. Миграция как двухшаговая процедура // Геофизика. – 2013а. – № 1. – С. 2–10.
- Денисов М.С.** Алгоритмы сейсмической миграции. Часть 2. О методах обращенного продолжения волновых полей // Геофизика. – 2013б. – № 2. – С. 2–12.
- Исакович М.А.** Общая акустика. – М.: Наука, 1973. – 495 с.
- Козлов Е.А.** Миграционные преобразования в сейсморазведке. – М.: Недра, 1986. – 248 с.
- Кондратьев И.К.** Линейные обрабатывающие системы в сейсморазведке. – М.: Недра, 1976. – 175 с.

- Ланда Е.И.** Роль дифракционной компоненты волнового поля при построении сейсмических изображений // Технологии сейсморазведки. – 2013. – № 1. – С. 5–31.
- Ландсберг Г.С.** Оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
- Морс Ф.М., Фешбах Г.** Методы теоретической физики. Т. 2. – М.: ИЛ, 1960. – 886 с.
- Петрашень Г.И.** Элементы динамической теории распространения сейсмических волн // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Сборник III. – Л.: ЛГУ, 1959. – С. 11–101.
- Петрашень Г.И., Рудаков А.Г.** О недопустимых искажениях законов природы в фундаментальных задачах технологичной сейсморазведки // Технологии сейсморазведки. – 2008. – № 2. – С. 86–94.
- Подъяпольский Г.С.** Физика упругих волн // Справочник геофизика. Т. IV. – М.: Недра, 1966. – С. 28–96.
- Рытов С.М.** Введение в статистическую радиофизику. – М.: Наука, 1966. – 404 с.
- Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.** Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
- Стретт Дж.В.** Теория звука. Т. 2. М.: ГИТТЛ, 1955. 476 с.
- Тимошин Ю.В.** Основы дифракционного преобразования сейсмических записей. – М.: Недра, 1972. – 263 с.
- Тимошин Ю.В.** Импульсная сейсмическая голография. – М.: Недра, 1978. – 286 с.
- Хенл Х., Мауэ А., Вестфаль К.** Теория дифракции. – М.: Мир, 1964. – 428 с.
- Berkhout A.J., van Wulfften Palthe D.W.** Migration in the presence of noise // Geophysical Prospecting. – 1980. – Vol. 28, No. 3. – P. 372–383.
- Wapenaar C.P.A., Peels G.L., Budejicky V., Berkhout A.J.** Inverse extrapolation of primary seismic waves // Geophysics. – 1989. – Vol. 54, No. 7. – P. 853–863.

КОРОТКО ОБ АВТОРЕ

ДЕНИСОВ Михаил Сергеевич – доктор физико-математических наук, директор по науке ООО «ГЕОЛАБ». Область научных интересов: разработка алгоритмов обработки сейсмических записей.