



ОПТИМИЗАЦИОННЫЙ СПОСОБ ПОДАВЛЕНИЯ ВОЛН-СПУТНИКОВ ДЛЯ МОРСКИХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ КОСЫ. Часть 1: Модель и алгоритм

М.С. Денисов, А.А. Егоров

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

Предложен оптимизационный способ подавления волн-спутников, возникающих при морской сейсморазведке с произвольной геометрией буксируемой косы. На основании базовых представлений теории продолжения волновых полей получена модель, описывающая процесс возникновения спутника со стороны приемника. Алгоритм реализован в спектральной области и сводится к решению системы линейных уравнений для каждой частоты.

Волна-спутник, морская сейсморазведка, интеграл Кирхгофа, продолжение волнового поля, оптимизация

OPTIMIZATION-BASED MARINE SEISMIC DEGHOSTING FOR ARBITRARY STREAMER GEOMETRY. Part 1: Model and algorithm

M.S. Denisov, A.A. Egorov

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

The optimization-based deghosting method for marine seismic data acquired with arbitrary towed streamer geometry is proposed. A model of the receiver-side ghost is obtained from the basic concepts of the wavefield extrapolation theory. The algorithm is implemented in the spectrum domain and implies the solution of a set of linear equations at each frequency.

Ghost reflection, marine seismic acquisition, Kirchhoff integral, wavefield extrapolation, optimization

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является первой в цикле из трех статей, посвященных подавлению волн-спутников — помех, характерных для морской сейсморазведки и иногда (в случае заглупления источников или приемников) наблюдаемых при проведении наземных сейсмических работ [Справочник геофизика, 1981]. В настоящей статье описана предлагаемая нами модель сейсмической записи и основанный на ней способ подавления таких помех. В последующих работах цикла будут рассмотрены свойства используемого оператора и особенности реализации алгоритма. Кроме того, будут показаны результаты опробования на модельных и реальных сейсмограммах, и выработаны методические рекомендации.

Волна-спутник представляет собой отражение от свободной поверхности (или от контрастной границы, например, подошвы зоны малых скоростей в случае наземной сейсморазведки), которое с некоторым запаздыванием следует за волной, распространяющейся от источника в глубину среды, и за восходящей волной, регистрируемой приемником. Здесь мы ограничимся случаем морских данных, когда волна-спутник связана с переотражением от свободной поверхности.

Принцип образования волн-спутников показан на рис. 1. Каждый сигнал, отраженный от глубинных горизонтов, представляет собой интерференцию импульса, излучаемого источником, и этого же импульса с соответствующими амплитудой и подвижкой (называемого волной-спутником со стороны источника).

Более того, этот сложный сигнал претерпевает дополнительное переотражение со стороны заглупленного приемника, где вновь порождается спутник (со стороны приемника). Вместо одного импульса, посылаемого источником, регистрируется интерференция четырех импульсов.

Как правило, эффект присутствия волны-спутника искажает динамику сейсмической записи. Обедняются низкочастотная и высокочастотная части амплитудного спектра, тем самым снижается разрешенность трассы [Рудаков, Куксенкова, 1994]. Также возможно появление провалов в спектре, характерных для действия режекторной фильтрации. Примеры сигналов группового пневматического источника с волнами-спутниками и без них приведены на рис. 2 (для простоты сигналы показаны после подавления вторичных пульсаций). Удаление спутников дает возможность получать изображение среды в более широкой полосе частот, что позволяет улучшать результаты структурной [Duval, 2012] и динамической [Schakel, Mesdag, 2014] интерпретации.

Вопросы, связанные с ослаблением волн-спутников, поднимаются в литературе со второй половины XX в. (например, [Гольдин, 1974; Литвиненко, Кондратьев, 1977; Hammond, 1962]), а в начале XXI в. процедура их подавления стала применяться практически повсеместно при обработке данных морской сейсморазведки. Для этих целей зачастую модифицируется система наблюдений: используется многоуровневая реги-

страция [Милашин, 2010; Posthumus, 1993] или регистрация с помощью наклонных или криволинейных кос [Soubaras, Dowle, 2010], а также производятся многокомпонентные наблюдения [Barr, Sanders, 1989].

Классический подход к проектированию систем наблюдения предполагает выбор оптимальных заглуплений источника и приемника, обеспечивающих конструктивную интерференцию волн-спутников с сигналом источника для усиления спектра в окрестности доминирующей частоты сейсмического импульса [Боганик, Гурвич, 2006]. Существуют методики (например, предлагаемая в недавно опубликованной работе [Шехтман, Баюк, 2015]), в рамках которых выбор заглупления должен производиться с целью конструктивной интерференции в окрестности максимальной полезной частоты, что позволяет добиться расширения спектра сейсмического сигнала.

Однако здесь мы остановимся на методах, основанных на цифровой фильтрации, которые могут применяться при стандартной системе морских наблюдений с однокомпонентной косой. Именно с такой системой выполняется большинство сейсмических работ. К тому же, на данный момент существуют колоссальные объемы данных прошлых лет, при переобработке которых возникает необходимость подавления волн-спутников.

Все многообразие таких методов можно свести к двум классам: детерминистическим и статистическим. Большинство известных алгоритмов относится к первой группе. Однако они зачастую оказываются малоэффективными в силу ряда причин. Мы процитируем высказывание авторитетного геофизика-обработчика Л. Хаттона и его соавторов [Хаттон и др., 1989, С. 100–101]: “Волны-спутники ... – это камень преткновения детерминистической деконволюции. На первый взгляд кажется, что для подавления волн-спутников достаточно просто рассчитать обратный фильтр и применить его к данным. На самом деле это не так по нескольким причинам.

1. Амплитудный спектр имеет глубокий провал на частоте, определяемой глубиной источника. Полная компенсация такого провала потребует резкого усиления компонент в узком частотном диапазоне.

2. Вариации глубины источника в ходе разведки приводят к смещениям провала в спектре.

3. Возможны также значительные вариации коэффициента отражения водной поверхности, которые зависят от волнения моря и других факторов...

Приведенные соображения способны охладить пыл самого ревностного приверженца детерминистической деконволюции”.

Кроме того, в работе [Laws, Kragh, 2002] показано, что вариации амплитуды волны-спутника могут возникать из-за неровной поверхности моря. Поэтому здесь мы будем разрабатывать статистический алгоритм. Впрочем, он окажется детерминистическим, если коэффициент отражения известен. В противном случае алгоритм позволяет произвести уточнение априорно заданной величины.

Существуют многоканальные и одноканальные статистические алгоритмы удаления спутников. На анализе одноканальных методов сосредоточились авторы работы [Денисов, Фирсов, 2015], там же приведен обзор соответствующих литературных источников. Здесь мы подробно остановимся на рассмотрении многоканальных статистических алгоритмов, которые могут использоваться для обработки морских данных,

полученных в процессе как площадных (3D), так и профильных (2D) наблюдений. При этом мы не накладываем ограничений на геометрию сейсмических кос: они могут быть как горизонтальными, так и наклонными или криволинейными.

В любом многоканальном алгоритме, основанном на принципе прогнозирования и последующего вычитания помехи, явно или неявно реализуется продолжение поля для моделирования волны-спутника. Оператор продолжения всегда применяется к зарегистрированному волновому фронту. Такой фронт наблюдается на сейсмограммах общего пункта возбуждения (ОПВ). Тем самым имеется возможность прогнозирования спутника со стороны приемника. С целью получения спутника со стороны источника, на основании сейсмического принципа взаимности, можно было бы попытаться сформировать сейсмограмму общего пункта приема (ОПП) и интерпретировать ее как подборку трасс, содержащую волновые фронты. Однако в случае буксируемой косы сделать это невозможно, так как условия со стороны приемника могут непрерывно изменяться. Поэтому при обработке сейсмограмм мы предлагаем придерживаться следующей двухшаговой методики. На первом шаге производится подавление волны-спутника со стороны приемника при помощи описываемого в настоящей работе многоканального алгоритма. При этом может быть реализовано статистическое оценивание коэффициента отражения. На втором шаге производится подавление волн-спутника со стороны источника с помощью одноканального алгоритма [Денисов, Фирсов, 2015] или любым другим из известных способов.

Преимуществом многоканальных алгоритмов является возможность учета зависимости запаздывания волны-спутника от угла выхода луча. В большинстве случаев при использовании многоканальных алгоритмов делается предположение о постоянной глубине сейсмической косы. На основании этой гипотезы ряд исследователей (например, [Yilmaz, Baysal, 2015]) применяют одномерные операторы подавления волн-спутников в области преобразования Радона, руководствуясь тем, что при постоянной глубине буксировки для фиксированного лучевого параметра p запаздывание волны-спутника будет одинаковым для всех регистрируемых волн. Некоторые авторы применяют двумерные фильтры в $\omega - p$ области для обработки данных, полученных в результате регистрации с помощью горизонтальной [Perz, Masoomzadeh, 2014] или наклонной [Masoomzadeh et al., 2013] кос.

Существуют системы наблюдения, характеризующиеся более сложной формой сейсмической косы [Sablon et al., 2013]. Для подобных систем также было разработано несколько алгоритмов удаления волн-спутников. Например, в работе [Soubaras, 2010] предлагается производить их подавление на сейсмических разрезах после миграции. Данный метод был модифицирован в статье [Soubaras, 2012] для применения к мигрированным сейсмограммам. Суть метода заключается в получении двух наборов данных. Оба являются результатами применения к исходным сейсмограммам операторов миграционного преобразования. Для первого набора данных траектория суммирования оператора определяется кинематикой полезных волн, для второго – кинематикой волн-спутников. В первом случае на мигрированных сейсмограммах спрямляется полезное отражение, во втором – волна-спутник. Это делает возможным последующее применение совместной

деконволюции (joint deconvolution). Метод может применяться и в 2D-, и в 3D-модификациях, однако требует наличия скоростной модели, в то время как присутствие волн-спутников в условиях сложной геометрии косы затрудняет процесс скоростного анализа. Кроме того, при криволинейной форме косы годограф отраженной волны оказывается негиперболическим, что делает невозможным применение его привычной двухпараметрической аппроксимации.

В последние годы разработан набор технологий подавления волн-спутников для произвольной достаточно гладкой геометрии косы до миграции без использования скоростной модели. Эти технологии в основном заключаются в прогнозировании волн-спутников с помощью интегрального продолжения поля [Beasley et al., 2013; Robertsson, Amundsen, 2014]. Однако ни в одной из этих работ не приводится корректного обоснования возможности подобного представления. В самом деле, в соответствующих интегральных преобразованиях в качестве функции Грина фигурирует волна, претерпевшая акт отражения, что не согласуется с предположениями, на основании которых построен интеграл Кирхгофа. Соответствующий комментарий мы приведем ниже.

Кроме того, для вычитания спутника в указанных алгоритмах используется рекуррентная схема, в рамках которой последующие отсчеты рассчитываются с помощью предыдущих. Это возможно благодаря каузальности волны-спутника, так как она всегда наблюдается после породившей ее полезной волны, и это позволяет сделать предположение о том, что до начала записи и в первом отсчете сейсмограммы ОПВ нет волны-спутника. С помощью первого отсчета рассчитывается второй, затем с помощью первого и второго – третий, и так далее. Подобные схемы имеют одно неприятное свойство – накопление ошибки. Рассматриваемая в данной работе процедура похожа на алгоритм [Beasley et al., 2013] в том смысле, что она позволяет производить подавление волн-спутников для произвольной достаточно гладкой геометрии косы на основании интегрального преобразования для продолжения поля и не требует предварительного проведения миграции, т. е. не требуется построение скоростной модели. Однако наша процедура реализует подавление волн-спутников с помощью решения регуляризованных систем уравнений. Применение регуляризации приводит к повышенной устойчивости алгоритма и делает его более управляемым. Отказ от использования рекуррентной схемы позволяет избавиться от накопления ошибок. Кроме того, мы придерживаемся статистического подхода, и это делает возможным оценивание переменного по латерали оптимального коэффициента отражения с помощью критерия минимума энергии, что позволяет адаптироваться к реальным условиям на каждой сейсмограмме и, тем самым, обеспечивает более качественную обработку.

МОДЕЛЬ

Пусть $d(x, t)$ – сейсмограмма ОПВ, которую мы представим в виде

$$d(x, t) = w(x, t) + g(x, t),$$

где $w(x, t)$ – поле восходящих волн, которое состоит из однократных и кратных отраженных волн. Его мы далее будем называть полем полезных отражений. $g(x, t)$ – поле падающих волн, т. е. волн-спутников, которые в данном случае являются помехой. Введем

декартову систему координат так, чтобы ось z была ортогональна поверхности наблюдений и направлена в глубь среды. Если мы рассматриваем площадную сейсмограмму, то под x понимаем вектор-координату точки, в которой производится регистрация.

Применив преобразование Фурье по переменной t , приходим к

$$D(x, \omega) = W(x, \omega) + G(x, \omega), \quad (1)$$

где $D(x, \omega)$, $W(x, \omega)$, $G(x, \omega)$ – спектральные характеристики волновых полей $d(x, t)$, $w(x, t)$ и $g(x, t)$ соответственно. Для краткости, выражения типа *спектральная характеристика волнового поля* в дальнейшем (там, где это не приведет к путанице) будем заменять на *волновое поле* или *волна*. Кроме того, там, где это окажется возможным, с целью компактности записи формул мы будем применять упрощенные обозначения, не выписывая аргументы функций. Однако при необходимости мы будем указывать аргументы, не делая при этом дополнительных оговорок. Спектральные характеристики будем записывать в предположении $\omega \geq 0$, а их форма при $\omega < 0$ определяется из свойств симметрии спектров действительных функций [Оппенгейм, Шафер, 1979].

Как следует из показанной на рис. 1 схемы, образование спутника со стороны приемника происходит следующим образом. Зарегистрированное поле восходящих волн $w(x, t)$ распространяется до поверхности наблюдений и, после переотражения в нижнее полупространство, регистрируется в виде падающих волн-спутников $g(x, t)$. Поэтому модель спутника связана с полем полезных волн преобразованием вида прямого продолжения поля, и это свойство так или иначе используется при построении алгоритмов. В самом деле, известные одноканальные операторы, разработанные в рамках одномерной задачи, реализуют прогнозирование спутника как сдвиг исходной трассы, что соответствует продолжению поля восходящей горизонтальной плоской волны. Более сложные алгоритмы, позволяющие учитывать угол выхода луча, осуществляют аналогичный сдвиг в области преобразования Радона, т. е. после разложения поля по плоским волнам. Однако прогнозирование спутника, реализуемое в виде подвижки плоских волн, оказывается корректным для косы, характеризуемой плоской геометрией: горизонтальной или наклонной. Если коса криволинейна, то необходимо использовать более общие принципы теории продолжения волновых полей, прибегая к известным интегральным преобразованиям [Петрашнев, Нахамкин, 1973]. При этом, разумеется, такая интегральная реализация оператора в случае плоской косы окажется тождественной способу сдвига плоских волн.

Поскольку здесь перед нами стоит задача разработки алгоритма для обработки данных, полученных с произвольной геометрией косы, то для получения мо-



Рис. 1. Схема образования полезных волн и волн-спутников (S – источник, R – приемник).

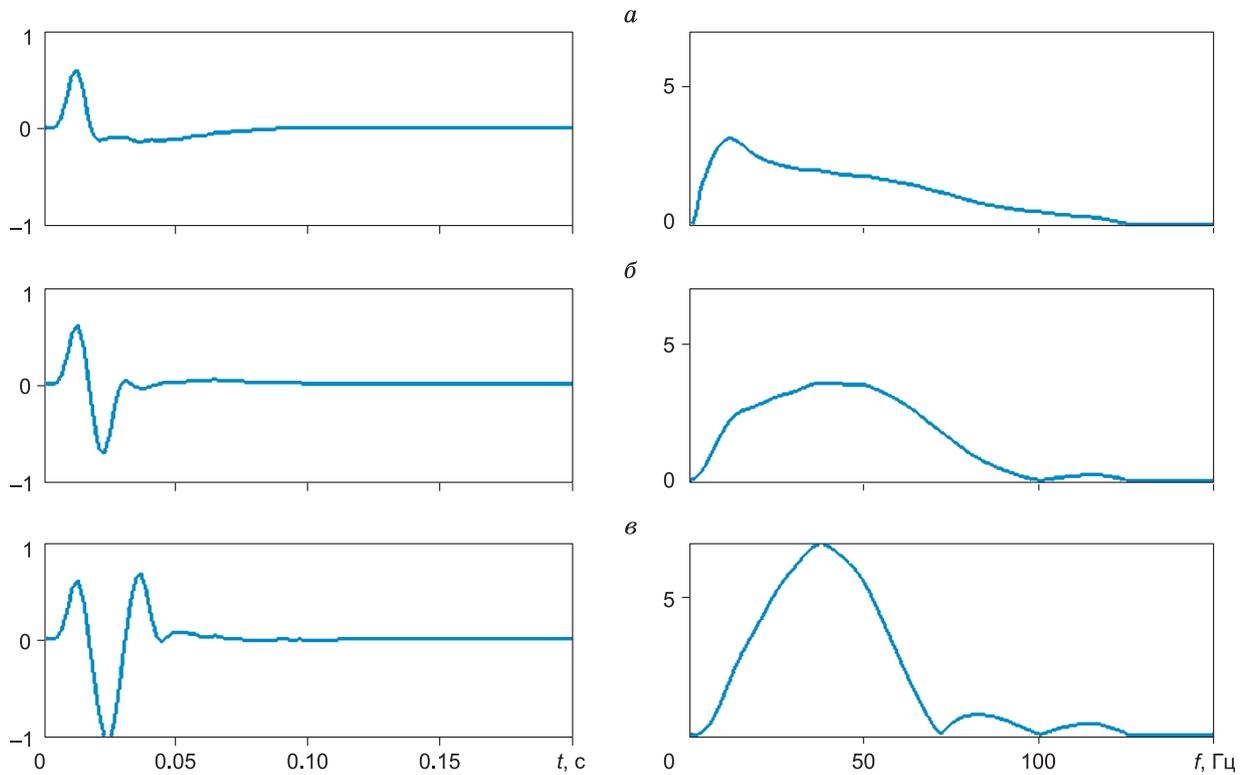


Рис. 2. Сигнал группового пневмоисточника (слева) и его амплитудный спектр (справа) без волн-спутников (а), с волн-спутником со стороны источника (б), с волнами-спутниками со стороны источника и со стороны приемника (в).

дели спутника мы привлекаем упомянутые интегральные преобразования. Хотя такой подход встречается в геофизической литературе, однако в известных нам источниках мы не нашли его корректного обоснования. Например, в указанных выше работах [Beasley et al., 2013] и [Robertsson, Amundsen, 2014] утверждается, что импульс и его спутник связаны интегральным преобразованием Кирхгофа, что, вообще говоря, неверно. Поэтому здесь мы получим такую модель, и на ее основании придем к алгоритму подавления волн-спутников.

Расчет модели будет реализован в виде трехшаговой процедуры, включающей в себя этапы, которые проиллюстрированы на рис. 3:

1. Прямое продолжение восходящей волны с криволинейного глубинного уровня Σ_1 , совпадающего с геометрией косы, на свободную поверхность Σ_0 .

2. Отражение волны от свободной поверхности в нижнее полупространство с последующей сменой направления ее распространения.

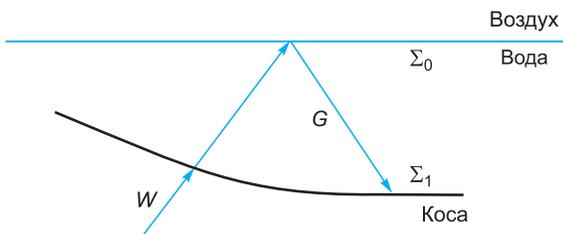


Рис. 3. Схема реализации трехэтапной процедуры моделирования спутника: продолжение поля восходящей волны к свободной поверхности, переотражение в нижнее полупространство, продолжение на уровень регистрации.

3. Прямое продолжение полученной на предыдущем шаге падающей волны на прежний глубинный уровень Σ_1 .

Известно, что прямое продолжение поля может быть реализовано при помощи интегрального преобразования Кирхгофа, применение которого подразумевает соблюдение следующих условий [Борн, Вольф, 1973]. Пусть определена некоторая замкнутая поверхность Ω , на которой известно поле U_Ω и его производная по нормали $\frac{\partial U_\Omega}{\partial n}$, где n – нормаль к Ω . Объем,

ограниченный этой поверхностью, сформирован однородной средой, при этом внутри объема нет источников колебаний. Тогда поле в некоторой внутренней точке q этого объема может быть представлено как

$$U(q) = \int \left(U_\Omega \frac{\partial \Gamma}{\partial n} - \Gamma \frac{\partial U_\Omega}{\partial n} \right) d\Omega, \quad (2)$$

где $\int d\Omega$ – сокращенная запись интеграла по поверхности Ω , Γ – функция Грина, которая совпадает с полем точечного источника, расположенного в точке q и регистрируемого в точках, принадлежащих поверхности Ω . Вектор нормали в нашем случае направлен внутрь объема.

Решая задачу построения модели волны-спутника со стороны приемника по площадной сейсмограмме ОПВ, мы задаем поверхность Ω таким образом, чтобы ее нижняя граница Σ_1 проходила через поверхность, содержащую приемники, а верхняя граница Σ_0 находилась чуть ниже границы вода-воздух, как показано на рис. 4. Эти два участка должны быть замкнуты так, чтобы Ω представляла собой гладкую дифференцируемую функцию.

При морской сейсморазведке естественно делать предположение о постоянстве скорости в интервале глубин от свободной поверхности скорости до уровня, на котором расположен сейсмоприемник. Поэтому мы воспользуемся интегралом Кирхгофа для вычисления поля в точках, расположенных вблизи уровня Σ_0 . Поскольку такое преобразование фактически реализует прямое продолжение восходящих волн, то при расчетах в соответствии с выражением (2) вклад от сегмента Σ_0 окажется нулевым. Поэтому мы заменим интегрирование по контуру Ω интегрированием только по поверхности Σ_1 . Эта особенность также позволяет нам отыскивать поле не во внутренних точках объема, а в точках, расположенных непосредственно на Σ_0 .

Для продолжения поля W до свободной поверхности сделаем предположение о локально плоской в пределах первой зоны Френеля форме Σ_1 , что верно для большинства используемых в настоящее время систем наблюдения. В таком случае можно воспользоваться алгоритмом продолжения поля с плоского уровня [Гольдин, 1974], определив функцию Грина $\tilde{\Gamma}$ как поле двух разнополярных срабатывающих одновременно источников, расположенных зеркально относительно касательной плоскости к Σ_1 . Тогда на поверхности Σ_1 имеем $\tilde{\Gamma} \equiv 0$ и

$$\frac{\partial \tilde{\Gamma}}{\partial n} = 2 \frac{\partial \Gamma}{\partial n}, \quad (3)$$

что после подстановки в (2) приводит к

$$U^\uparrow = 2 \int W \frac{\partial \Gamma_{0,1}}{\partial n_1} d\Sigma_1, \quad (4)$$

где n_1 – нормаль к поверхности косы, $\Gamma_{0,1}$ – функция Грина, U^\uparrow – волновое поле восходящих волн, наблюдаемое на Σ_0 .

Записывая прямое продолжение для восходящих волн, при переходе от выражения (2) к интегралу (4) мы производили интегрирование только по той области границы, где регистрируется волновое поле. Тем самым, мы вынужденно пренебрегаем вкладом участков, на которых не производится запись, но через которые восходящие волны, порождающие спутники, проходят внутрь объема. Очевидно, что эта особенность является неизбежной погрешностью преобразования, характерной для всех подходов и алгоритмов обработки, основанных на прогнозировании волн-спутников.

Теперь получим выражение для поля, отраженного от границы вода–воздух. Здесь мы делаем предположение о гладкости свободной поверхности. В этом случае поле отраженной волны U^\downarrow и его производная по нормали (в данном случае нормаль определяется координатной осью z) к этой границе могут быть представлены на основании приближения Кирхгофа как [Рытов, 1966]

$$U^\downarrow = aU^\uparrow, \quad \frac{\partial U^\downarrow}{\partial z} = -a \frac{\partial U^\uparrow}{\partial z}, \quad (5)$$

где a – коэффициент отражения от поверхности вода–воздух. Смена знака производной в данном случае связана с изменением направления распространения волны в среде.

К полученному таким образом полю U^\downarrow можно применить интеграл Кирхгофа для продолжения его на глубинный уровень, на котором производится ре-

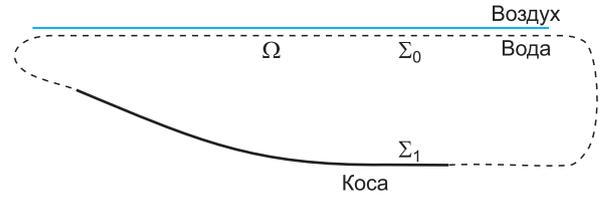


Рис. 4. Пример выбора замкнутой поверхности.

гистрация. Тем самым, мы получим искомую волну-спутник

$$G = 2 \int U^\downarrow \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0, \quad (6)$$

где $\Gamma_{1,0}$ – соответствующая функция Грина и где мы вновь сделали предположение о том, что граница, по которой производится интегрирование, является локально плоской. При выводе выражения (6) мы учитывали, что продолжение поля применяется к падающим волнам, поэтому вклад в интеграл вида (2) от поверхности Σ_1 окажется нулевым, что дает возможность ограничиться интегрированием по Σ_0 , а также отыскивать поле в точках на поверхности Σ_1 .

Подставляя выражения (4) и (5) в (6), запишем следующую цепочку преобразований:

$$\begin{aligned} G &= 2 \int U^\downarrow \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0 = 2a \int U^\uparrow \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0 = \\ &= 4a \int \left(\int W \frac{\partial \Gamma_{0,1}}{\partial n_1} d\Sigma_1 \right) \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0 = \\ &= 4a \int \int W \frac{\partial \Gamma_{0,1}}{\partial n_1} \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0 d\Sigma_1, \end{aligned}$$

в ходе которых мы воспользовались тем, что $\frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial n_1} \equiv 0$.

Более подробно это свойство функции Грина обсуждается в работе [Денисов, 2015], на которую мы и опирались, проводя выкладки. От последнего равенства легко перейти к

$$G = 2a \int W \frac{\partial}{\partial n_1} \left(2 \int \Gamma_{0,1} \frac{\partial \Gamma_{1,0}}{\partial z} d\Sigma_0 \right) d\Sigma_1. \quad (7)$$

В полученной формуле в качестве ядра интегрального преобразования, применяемого к зарегистрированному полю W , выступает производная выражения, заключенного в скобки. Нетрудно понять, что оно соответствует полю отраженной волны $M(b, x, \omega)$, вызванной точечным источником b , расположенном на уровне Σ_1 , и регистрируемой на этом же уровне в точке x :

$$M(b, x, \omega) = 2 \int_{c \in \Sigma_0} \Gamma_{0,1}(b, c, \omega) \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{1,0}(x, c, \omega) dc. \quad (8)$$

В самом деле, $\Gamma_{0,1}(b, c, \omega)$ является волной, возбужденной источником b на Σ_1 и наблюдаемой в точках c на свободной поверхности. Интегральный оператор с ядром $\frac{\partial}{\partial z} \Gamma_{1,0}(x, c, \omega)$ реализует прямое продолжение этой волны в глубь среды обратно на уровень Σ_1 в точку x (при этом мы учитываем свойство (3)). В формуле (8) оказывается неучтенным коэффициент отражения от свободной поверхности a , который мы намеренно не вносили в это выражение, оставив его

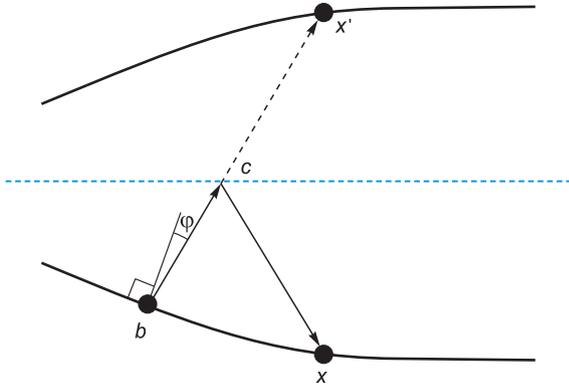


Рис. 5. Траектория волны, отраженной от поверхности, и ее представление через поле точечного источника (x' – “зеркальное” положение приемника).

перед знаком интеграла (7) и, тем самым, получив поле волны с точностью до этого коэффициента.

Подставив (8) в (7), получим:

$$G(x, \omega) = a \int_{b \in \Sigma_1} W(b, \omega) \frac{\partial}{\partial n_1} M(b, x, \omega) db. \quad (9)$$

Иначе говоря, интересующее нас преобразование осуществляет прямое продолжение поля “по отраженной волне”, а полученное интегральное преобразование соответствует так называемому модифицированному интегралу Кирхгофа, детально изученному в работе [Денисов, 2015].

Так как волна M является отражением от свободной поверхности в однородном слое, мы можем вместо интегрального выражения (8) воспользоваться ее представлением в виде поля точечного источника в однородной среде (рис. 5), заменив положения приемников на зеркальные относительно поверхности воды. Корректность такого способа обоснована, например, в книге [Бреховских, 1973].

Таким образом, M может быть записана в виде

$$M(b, x, \omega) = \frac{1}{r(b, x)} e^{j \frac{\omega}{v} r(b, x)}, \quad (10)$$

где $r(b, x)$ – путь, пройденный волной по траектории $b - x$, v – скорость упругих волн в воде, $j = \sqrt{-1}$.

Строго говоря, переход от (8) к (10) оказывается корректным не всегда. Если коэффициент отражения a не равен -1 , то сделанные предположения выполняются асимптотически, т. е. при увеличении глубины сейсмоприемника. Однако, учитывая, что мы имеем дело с границей вода–воздух, для которой коэффициент отражения близок к -1 , с точностью, вполне достаточной для практических нужд, мы можем пользоваться полученным выражением (10). Подставляя его в равенство (9), приходим к

$$\frac{\partial}{\partial n_1} \left(\frac{1}{r(b, x)} e^{j \frac{\omega}{v} r(b, x)} \right) = \frac{j \omega}{r(b, x)} e^{j \frac{\omega}{v} r(b, x)} \frac{\partial}{\partial n_1} \tau(b, x), \quad (11)$$

где $\tau(b, x) = \frac{r(b, x)}{v}$ – время распространения (годограф) волны. На основании закона Бендорфа [Урупов, Левин, 1985] имеем

$$\frac{\partial}{\partial n_1} \tau(b, x) = \frac{\cos \varphi(b, x)}{v},$$

где $\varphi(b, x)$ – угол между нормалью к Σ_1 и лучом, претерпевающим отражение от свободной поверхности и соединяющим приемники с координатами b и x (см. рис. 5), откуда получим

$$G(x, \omega) = aj \omega \int_{b \in \Sigma_1} W(b, \omega) \frac{\cos \varphi(b, x)}{r(b, x)v} e^{j \frac{\omega}{v} r(b, x)} db.$$

При вычислении производной (11) мы воспользовались приближением дальней зоны, пренебрегая слагаемым, пропорциональным $\frac{1}{r^2}$. Простые расчеты

показывают, что если в спектре сейсмического импульса доминирует гармоника, например, частоты 50 Гц, то такое приближение корректно для глубин, превышающих 10–12 м. Для меньших частот глубина возрастает, и можно скорректировать оператор, добавив фактор, учитывающий ближнюю зону, что, однако, накладывает дополнительные ограничения на возможность замены интеграла суммой. Впрочем, как показали результаты специальных исследований, алгоритм сохраняет работоспособность и при меньших значениях глубин. Эту его особенность мы связываем с тем, что при получении указанной оценки мы воспользовались традиционным для прикладных задач математической физики приближением, согласно которому одним слагаемым можно пренебречь, если оно в семь раз меньше другого [Ландау, Лифшиц, 1988]. Судя по всему, в данной задаче такое требование оказывается заведомо завышенным. Результаты обработки модельных и реальных сейсмограмм подтверждают нашу гипотезу и показывают, что при благоприятных условиях алгоритм может с успехом применяться для обработки данных, полученных при малом заглублении косы. Неточности вычисления спутника, с которыми мы сталкивались, обусловлены, в первую очередь, проблемой пространственного аляйсинга и краевым эффектом прогнозирования.

АЛГОРИТМ

Вектор-координата b , по которой производится интегрирование, задана на криволинейной поверхности Σ_1 . Для удобства перехода от интеграла к сумме сделаем предположение об эквидистантном расположении пунктов регистрации на этой поверхности, что накладывает на систему наблюдения определенные ограничения, а именно постоянство шага между приемниками на сейсмической косе Δb_1 и расстояния между косами Δb_2 . Для большинства систем наблюдения такие ограничения соблюдаются. В противном случае к эквидистантной схеме мы приходим после ввода соответствующих поправок. Тогда вектор-координата трассы, зарегистрированной приемником, принадлежащим косе с порядковым номером l и имеющим порядковый номер k в пределах этой косы, определяется как $b = (k \Delta b_1, l \Delta b_2)$, и от последнего интеграла переходим к сумме (при этом сохраняя прежние обозначения, что в данной ситуации не приводит к недоразумениям):

$$G(x, \omega) = aj \omega \sum_{b \in \Sigma_1} W(b, \omega) \frac{\cos \varphi(b, x) \Delta b_1 \Delta b_2}{r(b, x)v} e^{j \frac{\omega}{v} r(b, x)},$$

где под $\sum_{b \in \Sigma_1}$ мы подразумеваем площадное суммирование по индексам $\sum_k \sum_l$.

Введем обозначения

$$f^{(3D)}(\omega) = j\omega, \quad h^{(3D)}(b, x) = \frac{\cos \varphi(b, x) \Delta b_1 \Delta b_2}{r(b, x)v}, \quad \tau(b, x) = \frac{r(b, x)}{v},$$

где $f^{(3D)}$ – спектральная характеристика оператора одноканальной фильтрации, $h^{(3D)}$ – весовые множители, $\tau(b, x)$ – траектория суммирования. Верхний индекс (3D) введен для того, чтобы подчеркнуть, что преобразование применяется к площадным сейсмограммам.

С учетом этих обозначений подставим полученное выражение для поля волн-спутников в (1):

$$D(x, \omega) = W(x, \omega) + af^{(3D)}(\omega) \sum_{b \in \Sigma_1} W(b, \omega) e^{j\omega\tau(b, x)} h^{(3D)}(b, x). \quad (12)$$

Аналогичное выражение может быть получено и для обработки данных 2D. В этом случае фильтр и весовые множители заменяются на $f^{(2D)}$ и $h^{(2D)}$, которые типичны для всех задач, связанных с продолжением волновых полей (см., например, [Bevc, 1997]), а именно

$$f^{(2D)}(\omega) = \sqrt{j\omega} \exp(j \frac{\pi}{4}), \quad h^{(2D)}(b, x) = \frac{\cos \varphi(b, x) \Delta b_1}{\sqrt{2\pi\nu r(b, x)}}. \quad (13)$$

Применение формул (13) требует предварительной коррекции динамики сейсмического сигнала на основании так называемого перехода от точечного источника к линейному. Набор процедур, которые могут использоваться для достижения этой цели, представлен в работе [Warenaar et al., 1992]. Наиболее грубым способом является умножение отсчетов каждой трассы на возрастающую функцию \sqrt{t} . Заметим, что такое упрощение верно только для среды с постоянной скоростью в акустическом приближении.

Поскольку расчет модели волны-спутника в нашем алгоритме производится при помощи оператора миграционного типа, структура которого традиционна и подразумевает весовое суммирование трасс исходного поля с подвижками и последующую одноканальную фильтрацию, то метод наследует известные ограничения таких операторов. В том числе, приходится учитывать возможность появления аляйсинг-эффекта, обусловленного пространственной дискретностью данных и проявляющегося вследствие несинфазного суммирования сигналов. Эффективным способом ослабления аляйсинг-помех является ограничение площадной апертуры суммирования. Понятно, что действие полученного оператора, как и любого оператора миграционного типа, фактически сводится к выделению плоских волн с последующей их подвижкой с сохранением амплитуды [Денисов, 2010]. Диапазон наклонов корректно преобразуемых плоских волн определяется диапазоном углов касательных к траектории суммирования. Поэтому введение ограничения на апертуру тождественно ограничению, накладываемому на угол выхода луча восходящих волн. В нашей задаче логично ожидать, что подавляющее большинство волн характеризуется малыми углами подхода луча относительно нормали к поверхности, в которой расположена коса. А именно, если в среде нет крутонаклоненных границ, то восходящие волны подходят со стороны судна (рис. 6). Тем самым, целесообразно выбирать несимметричные апертуры, заменяя в (12) суммирование по всей поверхности Σ_1 суммированием в пределах апертуры $b \in (x - A, x + B)$, $A \geq 0$, $B \geq 0$, $A \gg B$.

При фиксированной частоте ω выражение (12) представляет собой систему линейных уравнений с комплексными коэффициентами относительно вектора неизвестных $W(b, \omega)$. Формируя и решая такую систему для всех частот в пределах рабочего диапазона $\omega \in (\omega_1, \omega_2)$, получим искомую спектральную характеристику поля восходящих волн, очищенную от спутников.

В качестве примера запишем систему в матричном виде для одномерной косы, состоящей из n приемников:

$$\begin{bmatrix} 1 + af^{(2D)}(\omega)h^{(2D)}(1,1)e^{j\omega\tau(1,1)} & af^{(2D)}(\omega)h^{(2D)}(1,2)e^{j\omega\tau(1,2)} & \dots & 0 \\ af^{(2D)}(\omega)h^{(2D)}(2,1)e^{j\omega\tau(2,1)} & 1 + af^{(2D)}(\omega)h^{(2D)}(2,2)e^{j\omega\tau(2,2)} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 1 + af^{(2D)}(\omega)h^{(2D)}(n,n)e^{j\omega\tau(n,n)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W(1, \omega) \\ W(2, \omega) \\ \dots \\ W(n, \omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D(1, \omega) \\ D(2, \omega) \\ \dots \\ D(n, \omega) \end{bmatrix}.$$

Решая систему уравнений, мы реализуем обращение оператора, описывающего процесс образования спутника. Такая процедура может оказаться неустойчивой, поэтому полезно применить регуляризацию. Существует множество различных способов регуляризации, и нами выбран один из самых простых. Основными его плюсами являются удобство реализации и быстрдействие, при этом обработка с его помощью реальных данных дает удовлетворительные результаты (примеры обработки будут рассмотрены в последующих работах цикла). Конечно, при необходимости, нами будут рассмотрены и иные способы регуляризации. Здесь же, следуя принципам работы [Василенко, Тараторин, 1986], модифицируем решение следующим образом. Обозначим матрицу через Φ , а искомый вектор и вектор правой части соответственно через w и d :

$$\Phi w = d.$$

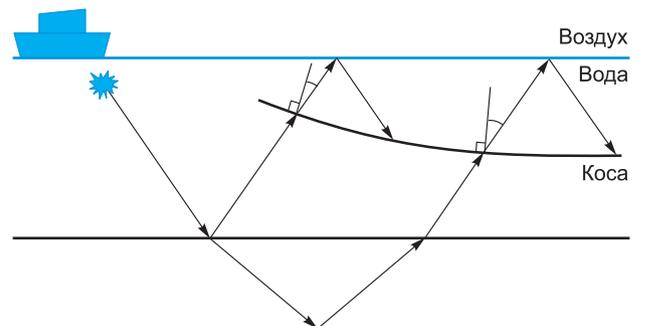


Рис. 6. Обоснование выбора несимметричной апертуры при моделировании волн-спутников.

Умножим слева обе части этого равенства на эрмитово-сопряженную к Φ матрицу Φ^H :

$$\Phi^H \Phi w = \Phi^H d.$$

В левой части полученной системы уравнений имеем квадратную матрицу $\Phi^H \Phi$, на главной диагонали которой находятся действительные числа. Регуляризация сводится к добавлению к этой матрице единичной матрицы E , умноженной на коэффициент регуляризации γ ,

$$(\Phi^H \Phi + \gamma E)w = \Phi^H d,$$

откуда имеем решение нашей задачи в форме

$$w = (\Phi^H \Phi + \gamma E)^{-1} \Phi^H d.$$

ОПТИМИЗАЦИОННАЯ ПРОЦЕДУРА

До сих пор мы полагали, что коэффициент отражения от свободной поверхности известен и подставляется в полученную систему уравнений как параметр a . В то же время, как следует из приведенной выше цитаты из книги [Хаттон и др., 1989], он может отклоняться от этой величины, что приведет к погрешностям при восстановлении искомой сейсмической записи. В работе [Денисов, Фирсов, 2015] обосновано применение метода наименьших квадратов (МНК) для получения оценки коэффициента отражения, а также для уточнения глубины сейсмоприемника в процессе подавления спутника. Этим же принципом мы воспользуемся в настоящем исследовании.

Обозначим сейсмограмму, полученную при помощи обратного преобразования Фурье решения системы при заданном значении \hat{a} , через $w^{(\hat{a})}(x, t)$. Сформируем функционал, который характеризует энергию результата подавления спутника,

$$J(\hat{a}) = \sum_t \sum_x (w^{(\hat{a})}(x, t))^2.$$

Тогда оптимизационная задача, которую мы будем решать с целью оценивания оптимального коэффициента отражения \hat{a} , формулируется как

$$\hat{a} = \arg \min_{\hat{a}} J(\hat{a}).$$

Также можно рассматривать возможность привлечения критерия МНК для уточнения глубин сейсмоприемников, что в случае произвольной конфигурации косы представляет собой отдельную задачу, и этот вопрос мы пока оставляем открытым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Статья открывает цикл работ, посвященных задаче подавления волн-спутников, возникающих при морской сейсморазведке. Мы описали процесс образования спутника и указали на взаимосвязь с порождающей его восходящей волной. Наши рассуждения были основаны на базовых понятиях теории продолжения волновых полей. Полученная модель является основой для построения алгоритма удаления спутников. Метод сводится к обращению модифицированного интеграла Кирхгофа, при этом применяется оптимизация с целью уточнения коэффициента отражения.

Большинство применяемых на практике современных алгоритмов основано на более простых моделях и сводится к более компактным вычислительным схемам. Дело в том, что нашей задачей было получение модели спутника при произвольной конфигурации

буксируемой косы. Эта модель, а также способ обращения значительно упрощаются, если их записать для некоторых частных случаев, например, плоской наклонной или горизонтальной косы.

Целью проводимых нами исследований является оснащение арсенала геофизика-обработчика набором различных алгоритмов подавления волн-спутников. Выбор наиболее подходящего алгоритма должен производиться в результате подробного анализа параметров системы наблюдения и сейсмогеологических условий. Так ранее была представлена одномерная оптимизационная процедура, преимуществами которой являются универсальность и независимость от шага дискретизации по пространственным координатам [Денисов, Фирсов, 2015]. Описанный в настоящей статье алгоритм позволяет учитывать зависимость запаздывания волны-спутника от угла подхода волны, не накладывая при этом ограничений на геометрию косы.

Полученная модель спутника оказалась связанной с порождающей ее искомой восходящей волной интегральным преобразованием с ядром в виде производной поля отраженной волны. Поэтому такое преобразование не соответствует интегралу Кирхгофа, при получении которого, как мы видели, делается предположение об однородности объема, и в качестве ядра которого выступает производная поля прямой волны в безграничной среде. Выше мы обещали привести комментарий к терминологии, используемой в работах [Beasley et al., 2013; Robertsson, Amundsen, 2014], и сейчас вынуждены констатировать, что столь вольная трактовка известных понятий не проясняет смысла предложенной в этих работах методики, а вызывает недоумение, с целью устранения которого мы привели подробный пошаговый вывод соответствующего интегрального преобразования. Кроме того, описанная в настоящей статье технология отличается от схожих методов подавления волн-спутников наличием регуляризации и оптимизационного поиска коэффициента отражения от свободной поверхности. Это позволяет использовать локальную адаптацию алгоритма, а также приводит к получению более устойчивого оператора и позволяет существенно повысить качество результатов фильтрации при наличии шума.

В последующих работах, публикуемых в рамках цикла, мы изучим особенности полученных интегральных операторов, выберем наиболее удобный способ решения системы линейных уравнений, исследуем вопросы, связанные с уточнением коэффициента отражения и т. д. Процедура подавления волн-спутников будет опробована на модельных и реальных сейсмограммах, а также будут предложены методические рекомендации.

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

- Боганик Г.Н., Гурвич И.И.** Сейсморазведка. Тверь: АИС, 2006. 744 с.
Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 713 с.
Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
Василенко Г.И., Тараторин А.М. Восстановление изображений. М.: Радио и связь, 1986. 304 с.

- Гольдин С.В.** Линейные преобразования сейсмических сигналов. М.: Недра, 1974. 352 с.
- Денисов М.С.** О некоторых следствиях лучевой теории продолжения сейсмических волновых полей // Геофизика. 2010. № 1. С. 3–9.
- Денисов М.С.** Теоретические аспекты продолжения сейсмических волновых полей в слоистых средах // Технологии сейсморазведки. 2015. № 2. С. 7–17.
- Денисов М.С., Фирсов А.Е.** Оптимизационная процедура подавления волны-спутника // Технологии сейсморазведки. 2015. № 4. С. 23–32.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Т. 1: Механика. М.: Наука, 1988. 216 с.
- Литвиненко А.П., Кондратьев И.К.** Исследования оптимального двухканального фильтра Шнейдера для подавления волны-спутника // Разведочная геофизика. М.: Недра, 1977. С. 40–45.
- Милашин В.А.** 4D – терминологическая неточность? // Материалы XII междунар. науч.-практ. конф. “ГЕОМОДЕЛЬ”-2010 (12–16 сент. 2010 г.). Геленджик, 2010.
- Оппенгейм А.В., Шафер Р.В.** Цифровая обработка сигналов. М.: Связь, 1979. 416 с.
- Петрашень Г.И., Нахамкин С.А.** Продолжение волновых полей в задачах сейсморазведки. Л.: Наука, 1973. 171 с.
- Рудаков А.Г., Куксенкова Е.А.** Опыт экспериментального изучения процессов формирования сейсмических импульсов в источнике // Вопросы геофизики. 1994. № 34. С. 48–54.
- Рыгов С.М.** Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
- Справочник геофизика.** Сейсморазведка / Под ред. И.И. Гурвича, В.П. Номоконова. М.: Недра, 1981. 464 с.
- Урупов А.К., Левин А.Н.** Определение и интерпретация скоростей в методе отраженных волн. М.: Недра, 1985. 288 с.
- Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж.** Обработка сейсмических данных. Теория и практика. М.: Мир, 1989. 216 с.
- Шехтман Г.А., Баюк И.О.** Модели реальных сред в технологиях метода вертикального сейсмического профилирования // Технологии сейсморазведки. 2015. № 2. С. 59–68.
- Barr F., Sanders J.I.** Attenuation of water-column reverberations using pressure and velocity detectors in a water-bottom cable // 59th SEG Ann. Mtg. Expanded Abstracts. 1989.
- Beasley C., Coates R., Ji Y.** Wave equation receiver deghosting // 75th EAGE Ann. Mtg. Extended Abstracts. 2013.
- Bevc D.** Flooding the topography: Wave equation datuming of land data with rugged acquisition topography // Geophysics. 1997. V. 62, N 5. P. 1558–1569.
- Duval G.** How broadband can unlock the remaining hydrocarbon potential of the North Sea // First Break. 2012. V. 30, N 12. P. 85–91.
- Hammond J.W.** Ghost elimination from reflection records // Geophysics. 1962. V. 27, N 1. P. 48–60.
- Laws R., Kragh E.** Rough seas and time-lapse seismic // Geophys. Prosp. 2002. V. 50, N 2. P. 195–208.
- Masoomzadeh H., Woodburn N., Hardwick A.** Broadband processing of linear streamer data // 83rd SEG Ann. Mtg. Expanded Abstracts. 2013.
- Perz M.J., Masoomzadeh H.** Deterministic marine deghosting: tutorial and recent advances // GeoConvention. Expanded Abstracts. 2014.
- Posthumus B.J.** Deghosting using a twin streamer configuration // Geophys. Prosp. 1993. V. 41, N 3. P. 267–286.
- Robertsson J.O.A., Amundsen L.** Wave equation processing using finite-difference propagators. Part 2: Deghosting of marine hydrophone seismic data // Geophysics. 2014. V. 79, N 6. P. T301–T312.
- Sablon R., Payen T., Hardouin D., Russier D., Wright A., Salaun N., Le Men Y., Danielsen V., Lie J.E.** Synchronized Multi-level Source and Variable-depth Streamer – A Combined Ghost-free Solution for Broadband Marine Data // 75th EAGE Ann. Mtg. Extended Abstracts. 2013.
- Schakel M.D., Mesdag P.R.** Fully data-driven quantitative reservoir characterization by broadband seismic // 84th SEG Ann. Mtg. Expanded Abstracts. 2014.
- Soubaras R.** Deghosting by joint deconvolution of a migration and a mirror migration // 80th SEG Ann. Mtg. Expanded Abstracts. 2010.
- Soubaras R.** Pre-stack deghosting for variable-depth streamer data // 82nd SEG Ann. Mtg. Expanded Abstracts. 2012.
- Soubaras R., Dowle R.** Variable depth streamer – A broadband marine solution // First Break. 2010. V. 28, N 12. P. 89–96.
- Wapenaar C.P.A., Verschuur E., Herrmann P.** Amplitude preprocessing of single- and multicomponent seismic data // Geophysics. 1992. V. 57, N 9. P. 1178–1188.
- Yilmaz O., Baysal E.** An effective ghost removal method for marine broadband seismic data processing // 77th EAGE Ann. Mtg. Extended Abstracts. 2015.

*Статья поступила в редакцию 10 мая 2016 г.,
в окончательном варианте – 5 июля 2016 г.*

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ДЕНИСОВ Михаил Сергеевич – доктор физико-математических наук, директор по науке ООО “ГЕОЛАБ”.
E-mail: denisovms@gmail.com, тел.: +7(910)433-74-48

ЕГОРОВ Антон Алексеевич – геофизик ООО “ГЕОЛАБ”, аспирант МГУ им. М.В. Ломоносова.
E-mail: anton21egorov@gmail.com, тел.: +7(985)766-83-59