Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Факультет вычислительной математики и кибернетики

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Реализация программного модуля суммирования сейсмической миграции с использованием графических ускорителей

Выполнил:

Хомидов Носирхуджа Хомидович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.Левченко Вадим Дмитриевич

Москва, 2022

Содержание

Аннотация

1 Введение

Актуальность темы

Сейсморазведка - это метод геофизического исследования земной коры и его геологической среды, который основан на анализе естественных и искусственно возбужденных упругих волн и их поведении при встрече с горными породами. Основная задача сейсморазведки – сейсмическая миграция, которая состоит в реконструкции 3-мерного сейсмического изображения глубинных неоднородностей изучаемой земной среды. Получаемое с помощью миграции 3-мерное сейсмическое изображение используют совместно со скважинными данными в процессе их комплексной геологической интерпретации, результатом которой является цифровая геологическая модель месторождения. В настоящее время наиболее востребованной является 3-мерная глубинная миграция до суммирования, учитывающая преломление сейсмических волн в фоновой модели неоднородной земной среды. Объем исходных сейсмических данных, используемых для построения 3-мерного сейсмического изображения, может достигать порядка 10 ТБ цифровой информации, а наиболее экономичное приближенное решение задачи методом Кирхгофа требует порядка 10^{17} арифметических операций. Это ставит сейсмическую миграцию в ряд наиболее сложных и актуальных научно-технических задач, для решение которой требуется использование суперкомпьютерных вычислений.

Обзор источников

В настоящее время известны два основных подхода к решению задачи сейсмической миграции. Первый основан на постановке и решении линеаризованной обратной задачи рассеяния волн, а второй – на обращенном волновом продолжении. Основное практическое значение продолжает иметь второй подход. Важный вклад в разработку метода обращенного волнового продолжения в начале 70-х годов прошедшего века внесли американские исследователи Дж. Клаербоут и Дж. Газдаг, и отечественные ученые Г.И. Петрашень и С.А. Нахамкин. Основанные на обращенном волновом продолжении методы и алгоритмы сейсмической миграции связаны с решением множества прямых 3-мерных задач на распространения волн от точечных источников, число которых может достигать порядка 10^5. Наиболее экономичным является асимптотический метод решения в предположении однолучевого распространения. Последнее означает, что из источника в произвольную глубинную точку среды приходит единственный луч по траектории, соответствующей кратчайшему времени пробега. Основанные на этом приближении методы сейсмической миграции сводятся к явным интегральным формулам и называются миграцией методом Кирхгофа. В неоднородных сложнопостроенных средах предположение об однолучевом распространении часто нарушается. Присутствие складок фронтов волн и областей их фокусировки, называемых каустиками, требует корректного учета, который недостижим в рамках однолучевой модели. Иной асимптотический метод, известный под названием суммирования гауссовых пучков, разработанный отечественным ученым М.М. Поповым, до сих пор не вошел в число общеупотребительных средств сейсмической миграции.

Цель работы

Главной целью данной работы является получение корректного асимптотического решения с ограниченными амплитудами классической задачи волнового продолжения заданного граничного условия Дирихле..

Задачи исследования

Для достижения цели решаются следующие задачи:

- Моделирование волн от точечных источников в неоднородной среде.

- Разработка алгоритма и написание программного модуля миграционного преобразования методом обращённого волнового продолжения.

2 Общий вид решения задачи сейсмической миграции до суммирования

Следуя общей схеме рассуждений, представленной в [4], рассмотрим задачу для дивергентного вида уравнения Гельмгольца, описывающего распространение монохроматических колебаний в неоднородной среде:

$$\mathrm{div}(k \text{ grad } u) + \omega^2 \rho u = 0 \tag{1}$$

Решение задачи волнового продолжения в неоднородное полупространство:

$$u(r,\omega) = -\frac{1}{4\pi} \iint\limits_S u_0(r_0,\omega) k(r_0) \frac{\partial G(r_0|r;\omega)}{\partial \mathbf{n}} dr_0 \tag{2}$$

где $u|_s = u_0$ - функция, задающая граничное условие Дирихле, S - граница неоднородного полупространства $z > 0$, ω – циклическая временная частота; $G(r_0|r;\omega)$ - функция Грина; $\frac{\partial}{\partial n}$ - производная по направлению внешней нормали к S; $k = k(r)$ и $\rho = \rho(r)$ заданные параметры неоднородной среды, определяющие локальную скорость распространения колебаний $\nu(r) = \sqrt{k(r)/\rho(r)}$; dr_0 – элемент поверхности интегрирования S.

Введем обращенное время $\tilde{t} = T - t$ запишем в системе координат обращенного времени функцию $\tilde{u} = \tilde{u}(r_s, r_g, \tilde{t})$. Где $u(r_s, r_g, t)$ описывает результаты регистрации волн произвольно расположенными в полупространстве z $>$ 0 приемниками в точках $r_g = (x_g, y_g, z_g)$ от источника в произвольных точках $r_s = (x_s, y_s, z_s)$. Зафиксируем некоторый произвольный источник s. Используя граничное условие $u_0 = u_0(s, g, \omega) = u(r_s, r_g, t)|_{z_s = z_g = 0}$ можно применить интегральную формулу волнового продолжения (2) и получить результат обращенного волнового продолжения в нижнее полупространство $z_g > 0$:

$$u(s, r_g; \omega) = -\frac{1}{4\pi} \iint\limits_{S_g} u_0(s, g; \omega) k(g) \frac{\partial G(g|r_g;\omega)}{\partial \mathbf{n}_s} dg, \tag{3}$$

где dg - элемент площади интегрирования, n_g - внешняя нормаль к поверхности S_g. Полученное интегральное выражение представляет собой результат восстановления в произвольной точке r_g полупространства $z_g > 0$ волнового поля по его измеренным значениям на поверхности наблюдений S_g для произвольного фиксированного источника s. Зафиксируем точку r_g и рассмотрим продолженное волновое поле $\tilde{u}(r_s, r_g, \tilde{t})$ как функцию координат произвольного источника s.

Асимптотическое решение задач волнового продолжения и сейсмической миграции до суммирования

Напишем формальное асимптотическое приближение функции Грина из (2) в виде:

$$G(r_0|r_*;\omega) \approx \sum_m |A_m(r_0|r_*)| e^{i\omega\tau_m(r_0|r_*)} e^{iInd_m \mathrm{sgn}\omega\pi/2},$$

где $|A_m(r_0|r_*)| e^{i\omega\tau_m(r_0|r_*)} e^{iInd_m \mathrm{sgn}\omega\pi/2}$ -одно из слагаемых лучевой функции Грина, отвечающих непрерывному участку фронта волны – «лепестку» с номером m, связанному с пучком лучей, исходящих из глубинной точки r_*, с фиксированной величиной накопленного индекса $Ind_m(r_0|r_*)$. $Ind_m(r_0|r_*)$ отвечает полному числу обращений в ноль якобиана $J\left(\mathbf{r}(\tau,\varphi,\theta) \mid \mathbf{r}_*\right) = \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \tau}, \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi}, \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \theta}\right)$ вдоль соответствующей лучевой трубки. $A_m(r_0|r_*)$ представляет собой лучевую амплитуду m-лепестка в точке r_0 выхода соответствующей лучевой трубки на поверхность наблюдений, имеющую вид:

$$A\left(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_*\right) = \frac{1}{k_*} \left(\frac{\nu_* \rho_* |\sin\theta|}{\nu\rho\left[\frac{J(\mathbf{r}|\mathbf{r}_*)}{\nu}\right]}\right)^{1/2}. \tag{4}$$

Отсюда получим:

$$\begin{gathered}\frac{\partial G\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*;\omega\right)}{\partial \mathbf{n}} \approx \left(\sum_m i\omega\left|A_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)\right| e^{i\omega\tau(\mathbf{r}_0|\mathbf{r}_*)} e^{i\,\mathrm{Ind}_m\,\mathrm{sgn}\,\omega\pi/2} \nabla_{\mathbf{r}_0}\tau_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right), \mathbf{n}\right) = \\ = i\omega \sum_m \left|A_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)\right| \frac{\cos\alpha_m}{v\left(\mathbf{r}_0\right)} e^{i\omega\tau_m(\mathbf{r}_0|\mathbf{r}_*)} e^{i\,\mathrm{Ind}\,\mathrm{sgn}\,\omega\pi/2}\end{gathered}, \tag{5}$$

α_m - угол между направлением выхода луча, принадлежащего m-лепестку, в точке r_0 поверхности S и нормалью n. Выполнив подстановку (5) в (2), получим:

$$u\left(\mathbf{r}_*;\omega\right) \approx -\frac{1}{4\pi} \iint\limits_S u_0 k_0 \sum_m i\omega\left|A_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)\right| \frac{\cos\alpha_m}{\nu\left(\mathbf{r}_0\right)} e^{i\omega\tau_m(\mathbf{r}_0/\mathbf{r}_\mathbf{r})} e^{i\,\mathrm{lnd}_m\,\mathrm{sgn}\,\omega\pi/2} d\mathbf{r}_0 \approx$$

$$\approx -\frac{1}{4\pi} \sum_m \iint\limits_{S_m} u_0 k_0 i\omega\left|A_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)\right| \frac{\cos\alpha_m}{\nu\left(\mathbf{r}_0\right)} e^{i\omega\tau_m(\mathbf{r}_0|\mathbf{r}_\mathbf{r})} e^{i\,\mathrm{lnd}_m\,\mathrm{sgn}\,\omega\pi/2} d\mathbf{r}_0 \tag{6}$$

где $d\mathbf{r}_0$ - элемент площади поверхности $S; S_m$ - участок поверхности, связанный с m-лепестком многозначного эйконала $\tau_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)$. Заметим, что входящая в (6) амплитуда $\left|A_m\left(\mathbf{r}_0 \mid \mathbf{r}_*\right)\right|$ в соответствии с (4) является неограниченной функцией в окрестности каустик.

Выполнив обратное преобразование Фурье по времени (6), получим решение задачи волнового продолжения во временной области:

$$u\left(\mathbf{r}_{*},t\right)\approx$$
$$-\frac{1}{4\pi}\sum_{m}\iint_{S_m} k_0\left|\tilde{A}_m\left(\mathbf{r}_0\mid\mathbf{r}_{*}\right)\right|\frac{\cos\alpha_m}{\nu(\mathbf{r}_0)}H^{\mathrm{Ind}_m}\left(u_0\right)_t'\left(x_0,y_0;t+\tau_m\left(\mathbf{r}_0\mid\mathbf{r}_{*}\right)\right)dx_0dy_0 \qquad (7)$$

Выпишем выражение асимптотического решения задачи 3D-миграции до суммирования данных многократных перекрытий:

$$f\left(\mathbf{r}_{*}\right)\approx\left(\frac{1}{4\pi}\right)^2\sum_{l,l'}\int_{S_l}\int_{S_{l'}}k_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{g}}\frac{\cos\left(\alpha_s\right)_l\cos\left(\alpha_g\right)_{l'}}{\nu_s\nu_g}\left[A_s\right]_l\left[A_g\right]_{l'}H^{\mathrm{Ind}_l+\mathrm{Ind}_{l'}}\left(u_0\right)_t'\left(\mathbf{s},\mathbf{g};\left(\tau_s\right)_l+\left(\tau_g\right)_{l'}\right)d\mathbf{s}d\mathbf{g}$$

(8)

где S_l и $S_{l'}$ – участки площади поверхности, связанные с лепестками l,l' и отвечающими им участками фронта волны с постоянным индексом для точечного источника, расположенного в $\mathbf{r}_{*}$. Суммирование выполняется по всем возможным сочетаниям лепестков для источников и приемников. $f\left(\mathbf{r}_{*}\right)$ – искомое сейсмическое изображение в глубинной точке $\mathbf{r}_{*}$; $u_0(\mathbf{s},\mathbf{g},t)$– исходные данные многократных перекрытий для источников и приемников с координатами $(\mathbf{s},\mathbf{g})$; $\tau_s+\tau_g$– сумма времен пробега из $\mathbf{r}_{*}$ до источников и приемников; ν и k– заданные параметры среды, входящие в волновое уравнение (1) ; H– преобразование Гильберта; $[A_s]$ и $[A_g]$ величины лучевых амплитуд для источников и приемников.

Во внутреннем 4-кратном интеграле (8) по координатам источников и приемников можно так структурировать исходные данные, чтобы обеспечить миграционное преобразование в сейсмическое изображение однократных сейсмических кубов квазиравных удалений/азимутов направлений источники - приемники. С этой целью введем «биновые» координаты средних точек и половинных удалений: $\mathrm{m}=(\mathbf{s}+\mathbf{g})/2$, $\mathbf{h}=(\mathbf{s}-\mathbf{g})/2$. Средние точки $\mathbf{m}=\mathbf{m}\left(m_x,m_y\right)$ образуют плотную и регулярную биновую сетку. Назовем «покрытием» совокупность исходных сейсмических трасс, однократно заполняющих узлы этой биновой сетки для некоторого фиксированного вектора $\mathbf{h}\left(h_x,h_y\right)$. С учетом сказанного перепишем аппроксимацию (8):

$$f\left(\mathbf{r}_{*}\right)\approx\left(\frac{1}{4\pi}\right)^2\sum_{l,l'}\int_{S_l}\int_{S_{l'}}k_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{g}}\frac{\cos\left(\alpha_s\right)_l\cos\left(\alpha_g\right)_{l'}}{\nu_s\nu_g}\left[A_s\right]_l\left[A_g\right]_{l'}H^{\mathrm{Ind}_l+\mathrm{Ind}_{l'}}\left(u_0\right)_t'\left(\mathbf{s},\mathbf{g};\left(\tau_s\right)_l+\left(\tau_g\right)_{l'}\right)d\mathbf{s}d\mathbf{g}=$$

$$=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2\sum_{l,l'}\int_{S_l}\int_{S_l'}k_sk_g\frac{\cos\left(\alpha_s\right)_l\cos\left(\alpha_g\right)_{l'}}{\nu_s\nu_g}\left[A_s\right]_l\left[A_g\right]_{l'}H^{\mathrm{Ind}_l+\mathrm{Ind}_{l'}}\left(u_0\right)_t'\left(\mathbf{m}+\mathbf{h},\mathbf{m}-\mathbf{h};\left(\tau_s\right)_l+\left(\tau_g\right)_{l'}\right)d\mathbf{m}d\mathbf{h}=$$

$$=\left(\tfrac{1}{2\pi}\right)^2\int d\mathbf{h}\left(\sum_{l,l'}\int_{S_l}k_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{g}}\tfrac{\cos(\alpha_s)_l\cos(\alpha_g)_{l'}}{\nu_s\nu_g}\left[A_s\right]_l\left[A_g\right]_{l'}H^{\mathrm{Ind}_l+\mathrm{Ind}_{l'}}\left(u_0\right)_t'\left(\mathbf{m}+\mathbf{h},\mathbf{m}-\mathbf{h};\left(\tau_s\right)_l+\left(\tau_g\right)_{l'}\right)d\mathbf{m}\right)$$
(9)

Итоговое глубинное изображение $f(\vec{r}_*)$ представляется набором изображений $f(\vec{r}_*, \vec{h})$ результатов миграции фиксированного покрытия h = const. Выражение, стоящее в круглых скобках, представляет собой результат миграции фиксированного покрытия **h** = const, а внешний интеграл по h превращается в обычную сумму по покрытиям. Следуя известным представлениям о сейсмической миграции как об операторе, переводящем однократный сейсмический куб исходных данных в глубинный куб сейсмического изображения, была реализована возможность в качестве исходного куба данных подавать на вход многолучевой миграции однократные кубы квазиравных удалений/азимутов направлений источники – приемники. Число таких кубов, на которые заранее рассортируются исходные сейсмические данные, отвечает номинальной кратности съемки. После выполнения миграционного преобразования каждого исходного куба в глубинный куб сейсмического изображения выполняется сборка сейсмограмм общей точки изображения, далее – их осреднение с подбором мьютинга и получение суммарного куба сейсмического изображения.

3 Суммирование

Функция Грина от приемника g или источника s задана в узлах равномерной прямоугольной сетки $\{r_i^G\}$, с шагами $\Delta_x^G, \Delta_y^G, \Delta_z^G$, ось Z направлена **вниз**. Изображение вычисляется в узлах равномерной прямоугольной сетки $\{r_i^I\}$ с шагами $\Delta_x^I, \Delta_y^I, \Delta_z^I$, совпадающей с сеткой задания фунцкции Грина по латерали, и измельченной (по сравнению с сеткой задания фунцкции Грина) по вертикали в n_Z раз, $n_Z \geq 1$, таким образом размер сетки изображения по вертикали N_z^I

$$N_z^I = (N_z^G - 1)n_Z + 1, \qquad \Delta_{x,y}^I = \Delta_{x,y}^G, \qquad \Delta_z^I = \Delta_z^G / n_Z,$$

где N_z^G — размер сетки фунцкии Грина по вертикали. Для вычисления изображения в произвольном узле с номером по глубине z^I требуются функции Грина от приемника G^g и источника G^s в соседних по вертикали узлах сверху $z_u^G = z^I/n_Z$ и снизу $z_d^G = z^I/n_Z + 1$, второй узел нужен только если $z^I n_Z \neq z_u^G$.

В каждом узле r^G может существовать несколько треков (возможностей прохода сигнала из источника/приемника), характризующихся амплитудой A, временем прохождения τ, индексом I и парамерами окна фильтрации по времени

$$\mathbf{\Delta}^\tau = (\Delta^{\tau x}, \Delta^{\tau y}) = \left(\frac{\Delta_{\mathrm{bin}x} n_{0x}}{v_0}, \frac{\Delta_{\mathrm{bin}y} n_{0y}}{v_0} \right),$$

где $\Delta_{\mathrm{bin}x,y}$ — размеры площадки источника, $n_{0x,y}$ — компоненты направления выхода луча из источника, v_0 — скорость в источнике в направлении луча, таким образом компоненты вектора $\mathbf{\Delta}^\tau$ являются **знакопеременными**.

Тогда восстановление функции Грина на сетке изображения производится по формуле

$$G = w_u \sum_i^{N_u} A_{u,i}\, \widehat{T}(|\mathbf{\Delta}^\tau_{u,i}|)\, \widehat{H}(I_{u,i})\, u_0\left(\tau_{u,i} + \Delta_u n_{zu}\right) + w_d \sum_i^{N_d} A_{d,i}\, \widehat{T}(|\mathbf{\Delta}^\tau_{d,i}|)\, \widehat{H}(I_{d,i})\, u_0\left(\tau_{d,i} - \Delta_d n_{zd}\right) \quad (10)$$

где $w_u = (z_d - z)/\Delta_z^G$, $w_d = 1 - w_u$ — веса линейной интерполяции по вертикали, $N_{u,d}$ — число треков в верхнем и нижнем узлах, $\widehat{T}(\Delta^\tau)$ — оператор фильтрации сигнала в окне ширины Δ^τ, $\widehat{H}(I)$ — оператор Гильберт–преобразования с индексом I, $n_{zu,d}$ — z–компоненты направления распространения лучей в соотв. точках глубинной сетки (косинусы углов **прихода** относительно вертикали), $\Delta_{u,d}$ — задержки сигнала,

$$\Delta_u = \frac{2 w_d \Delta_z^G}{v_u + v_c}, \qquad \Delta_d = \frac{2 w_u \Delta_z^G}{v_d + v_c}, \qquad v_c = w_d v_u + w_u v_d,$$

$v_{u,d}$ — скорости в верхнем и нижнем узлах.

При суммировании используется выражение

$$S = w_u \sum_i^{N_u^s} \sum_j^{N_u^g} A^s_{u,i} A^g_{u,j}\, \widehat{T}(|\mathbf{\Delta}^{\tau s}_{u,i} + \mathbf{\Delta}^{\tau g}_{u,j}|)\, \widehat{H}(I^s_{u,i} + I^g_{u,j})\, u_0\left(\tau^s_{u,i} + \tau^g_{u,j} + (n_{zu,i} + n_{zu,j})\Delta_u\right) +$$

$$+ w_d \sum_i^{N_d^s} \sum_j^{N_d^g} A^s_{d,i} A^g_{d,j}\, \widehat{T}(2|\mathbf{\Delta}^{\tau s}_{d,i} + \mathbf{\Delta}^{\tau g}_{d,j}|)\, \widehat{H}(I^s_{d,i} + I^g_{d,j})\, u_0\left(\tau^s_{d,i} + \tau^g_{d,j} - (n_{zd,i} + n_{zd,j})\Delta_d\right). \quad (11)$$

Рассмотрим построение Гильберт-преобразования и фильтрации в скользящем окне. Пусть исходная сейсмическая трасса $u_0(t)$ представлена в виде кусочно–постояннной функции $\{u_{0i}\}$ с шагом дискретизации Δ_t:

$$u_0(t) = u_{0i} \quad \text{при} \quad (i-1)\Delta_t \le t < i\Delta_t.$$

Ее Гильберт–преобразование $\{g_i\}$ для индекса единица можно записать как свертку с дискретным антисимметричным ядром H_i полуширины $N_H = 20$:

$$g_i = \sum_{k=-N_H}^{N_H} u_{0i+k} H_k, \qquad H_{-k} = -H_k, \qquad H_0 = 0,$$

$H_1 = 0.430652544$	$H_2 = 0.162448676$	$H_3 = 0.098590612$	$H_4 = 0.068790183$	$H_5 = 0.051374347$
$H_6 = 0.039912643$	$H_7 = 0.031785253$	$H_8 = 0.025717292$	$H_9 = 0.021011961$	$H_{10} = 0.017255605$
$H_{11} = 0.014186911$	$H_{12} = 0.011632588$	$H_{13} = 0.009473137$	$H_{14} = 0.007623455$	$H_{15} = 0.006021281$
$H_{16} = 0.004620007$	$H_{17} = 0.003384044$	$H_{18} = 0.002285748$	$H_{19} = 0.001303317$	$H_{20} = 0.000419327$

При расчете Гильберт–преобразования для произвольного индекса I используется выражение:

$$\widehat{H}(I)u_{0i} = \begin{cases} u_{0i} & \text{при} \quad \bmod\,(I,4) = 0, \\ g_i & \text{при} \quad \bmod\,(I,4) = 1, \\ -u_{0i} & \text{при} \quad \bmod\,(I,4) = 2, \\ -g_i & \text{при} \quad \bmod\,(I,4) = 3, \end{cases}$$

где $\bmod$ — остаток от деления.

Для ускорения оператора фильтрации в скользящем окне $\widehat{T}(\Delta^\tau)$ перейдем от кусочно–постоянных u_0 и g к их линейно–интерполированным первообразным F и G:

$$F(t) = (1-q)F_{i-1} + qF_i, \quad q = t/\Delta_t - (i-1), \quad \text{при} \quad (i-1)\Delta_t \le t < i\Delta_t,$$
$$G(t) = (1-q)G_{i-1} + qG_i, \quad q = t/\Delta_t - (i-1), \quad \text{при} \quad (i-1)\Delta_t \le t < i\Delta_t,$$
$$F_i = \sum_{k=1}^{i} f_k, \qquad G_i = \sum_{k=1}^{i} g_k.$$

Тогда

$$\widehat{T}\,(\Delta^\tau)\,F(t) = \begin{cases} \frac{F(t+\Delta^\tau) - F(t-\Delta^\tau)}{2\Delta^\tau} & \text{при} \qquad \text{floor}\left(\frac{t+\Delta^\tau}{\Delta_t}\right) \neq \text{floor}\left(\frac{t-\Delta^\tau}{\Delta_t}\right) \\ \frac{F_i - F_{i-1}}{\Delta_t} & \text{при} \quad i = \text{floor}\left(\frac{t+\Delta^\tau}{\Delta_t}\right) = \text{floor}\left(\frac{t-\Delta^\tau}{\Delta_t}\right) \end{cases}$$

4 Постановка задачи

Основной идеей миграции до суммирования на основе обращённого волнового продолжения является восстановление поля отражённых волн во всей среде ($z > 0$) по его граничным значениям при $z = 0$. Данный принцип состоит в том, что в качестве изображения среды в каждой точке r берётся значения продолженного поля отраженных волн на том времени, которое соответствует времени прихода в эту точку прямой волны от источника. Основной идеей обращённого волнового продолжения является переход от прямого времени к обращённому: $\tau = T - t$, где T определяет момент окончания регистрации. Записанные на поверхности данные рассматриваются как граничные условия. Также для решения уравнения необходимо задать начальные условия (в обращённом времени) ,описывающие все упругие волны в среде на момент окончания регистрации сейсмических колебаний. Поскольку такая информация недоступна, приходится пренебрегать их влиянием и полагать начальные условия равными нулю.

5 Программная реализация на Cuda

6 Результаты вычислительных экспериментов и их анализ

Список литературы

[1] Гогоненков Г.Н., Мороз Б.П., Плешкевич А.Л., Турчанинов В.И. Теоретические основы и практическое использование отечественной программы 3D-глубинной сейсмической миграции до суммирования. Геофизика. 2007. № 4. С. 15–24.

[2] Плешкевич А.Л., Иванов А.В., Левченко В.Д., Хилков С. А. Многолучевая 3D-глубинная сейсмическая миграция до суммирования с сохранением амплитуд Геофизика. 2017. № S (спец. выпуск). С. 76–84.

[3] Плешкевич А.Л. Методы реконструкции изображения глубинных неоднородностей земной среды по сейсмическим данным («сейсмическая миграция»): дис. ... доктор. ф.-м. наук: 1.6.9 – Геофизика / Плешкевич А.Л. – НСК., 2021. – 216 с.

[4] Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики, т.1 – М.: ИЛ, 1958. – 931 с.

[5] Боганик Г.Н., Гурвич И.И. Сейсмическая разведка – Тверь, АИС 2006 г., – 744 с.

[6] Клаербоут Д. Ф. Сейсмическое изображение земных недр – М.: Недра 1989 г. – 407 с.

[7] Воскресенский Ю.Н. Построение сейсмических изображений: Учебное пособие. - М.: РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2006. - 116 с.

[8] Вайнберг, Б.Р. Асимптотические методы в уравнениях математической физики – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1982. – 296 с.

[9] Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов – М.: Наука, 1986. – 544 с.

[10] Козлов Е. А. Миграционные преобразования в сейсморазведке – М.: Недра, 1986. – 247 с.