

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Физический факультет
Кафедра электроники

**Расчёт электромагнитных полей методом конечных разностей во
временной области на графических процессорах**

ВКР бакалаврская работа
Направление 03.03.03 Радиофизика
Профиль Информационные системы и технологии

Допущена к защите в ГАК _____.____.20__

Зав. кафедрой	_____	д. ф.-м. н., проф. Бобрешов А. М.,	_____20__
	<i>подпись</i>		
Обучающийся	_____	Н. А. Нагорный	_____20__
	<i>подпись</i>		
Руководитель	_____	П. А. Кретов	_____20__
	<i>подпись</i>		

Воронеж 2017

Содержание

Введение	3
1 Метод конечных разностей во временной области	5
1.1 Краткое описание метода	5
1.2 Базовые уравнения	9
1.3 Условия идеального отражения	11
1.4 Граничные условия PML	12
1.5 Точечный резистивный источник напряжения	17
2 Неспециализированные вычисления на графических процессорах .	20
2.1 Краткий обзор технологии NVIDIA CUDA	20
2.2 Краткий обзор технологии OpenCL	21
2.3 Иерархия потоков выполнения в NVIDIA CUDA	22
2.4 Иерархия памяти в NVIDIA CUDA	25
2.5 Иерархия потоков выполнения в OpenCL	25
2.6 Иерархия памяти в OpenCL	27
2.7 Специфика работы с видеопамятью	29
3 Программная реализация	31
3.1 Реализация сетки И и базового алгоритма	31
3.2 Тестовая задача	33
3.3 Перенос вычислительной нагрузки на графический процессор	33
Заключение	37
Список использованной литературы	38
Приложение А	40
Приложение Б	41

Введение

Метод конечных разностей во временной области (англ. *Finite Difference Time Domain, FDTD*) является одним из самых популярных и часто используемых на практике методов вычислительной электродинамики: он позволяет исследовать поведение системы сразу на широком диапазоне частот и обладает высоким потенциалом для параллелизации. Последнее обстоятельство делает особенно предпочтительным для проведения FDTD-симуляции использование не традиционных микропроцессоров с последовательной архитектурой, а специализированных высокопараллельных вычислительных устройств. Одними из наиболее доступных устройств такого рода являются *графические процессорные устройства (ГПУ)*.

Большинство доступных на рынке пакетов программ для электромагнитной симуляции включают в себя высокопроизводительные реализации FDTD как для *центральных процессорных устройств (ЦПУ)*, так и для видеопроцессоров, однако имеющиеся проекты с открытым исходным кодом поддержки ГПУ не имеют. Проприетарные реализации часто недоступны из-за высокой стоимости соответствующих программных пакетов. Кроме того, применение закрытого программного обеспечения затрудняет изучение и непосредственную модификацию самого метода. Ввиду вышеперечисленных факторов достаточно актуальной задачей является разработка свободной реализации метода, эффективно использующей ресурсы ГПУ для выполнения симуляции.

В рамках данной работы была разработана программа, реализующая метод конечных разностей во временной области, способная эффективно использовать ресурсы ГПУ и позволяющая симулировать возбуждение электромагнитных колебаний при помощи точечных источников тока и напряжения. При помощи этой программы была произведена тестовая

симуляция распространения гармонического сигнала, излучаемого тонким симметричным вибратором в замкнутом счётном объёме. Помимо этого, была разработана референсная ЦПУ-реализация, также было произведено сравнение производительности расчётов с использованием ЦПУ и ГПУ.

1 Метод конечных разностей во временной области

Метод конечных разностей во временной области относится к общему классу сеточных методов решения дифференциальных уравнений. В его рамках уравнения Максвелла подвергаются дискретизации с использованием центрально-разностной аппроксимации как по временной, так и по пространственным координатам. Полученные конечно-разностные уравнения решаются программными или аппаратными средствами в каждой точке временной сетки, причём компоненты вектора напряжённости магнитного поля смещены на половину шага дискретизации относительно компонент вектора напряженности электрического поля вдоль каждой оси. Расчёт полей в ячейках сетки повторяется до тех пор, пока не будет получено решение поставленной задачи в интересующем промежутке времени.

Существует также большое количество расширений метода, наиболее популярными из которых являются разнообразные поглощающие и отражающие граничные условия, преобразование ближнего поля в дальнее, моделирование сосредоточенных активных и пассивных элементов. В рамках данной работы были реализованы только базовый алгоритм метода, сосредоточенные источник тока и резистивный источник напряжения, а также поглощающие граничные условия PML.

1.1 Краткое описание метода

Рассмотрим систему из четырёх векторных уравнений Максвелла, записанных в системе единиц СИ:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = \sigma^* \vec{H} - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0. \end{cases} \quad (1.1)$$

В системе (1.1) использованы следующие обозначения:

\vec{E} — напряжённость электрического поля,

\vec{H} — напряжённость магнитного поля,

\vec{B} — магнитная индукция ($\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$),

\vec{D} — электрическая индукция ($\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$),

ε — относительная диэлектрическая проницаемость,

μ — относительная магнитная проницаемость,

σ — удельная электрическая проводимость,

σ^* — удельная магнитная проводимость,

ρ — плотность стороннего электрического заряда,

ε_0 — электрическая постоянная ($\varepsilon_0 \approx 8,8542$ Ф/м),

μ_0 — магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

Рассматривая уравнения Максвелла, можно заметить, что изменение значения вектора индукции электрического поля во времени (частная производная вектора \vec{D} по времени) зависит от изменения магнитного поля в пространстве (ротор вектора \vec{H}). Поэтому значение вектора электрического поля в каждой точке пространства в определённый момент времени будет зависеть от значения этого же вектора в предыдущий момент времени и от изменения распределения вектора напряжённости магнитного поля в пространстве. Аналогичным образом значение вектора \vec{H} в определённой точке и в определённый момент времени зависит от своего значения в предыдущий момент времени и от изменения распределения вектора \vec{E} в пространстве.

Исходя из этих требований, на время выполнения каждой итерации алгоритма нам необходимо хранить в памяти компьютера значения векторов \vec{E} и \vec{H} в предыдущий момент времени. Под *итерацией* здесь и далее подразумевается расчёт значения вектора \vec{E} или \vec{H} в определённой точке в определённый момент времени.

Расчёт трёхмерных электромагнитных структур сильно усложняет вычисление ротора полей. В связи с этим американским математиком китайского происхождения Кейном И была разработана схема расчёта [1], в которой электрическая и магнитная сетки сдвинуты относительно друг друга так, что магнитное поле по каждой оси рассчитывается в точках, расположенных ровно между точками, в которых рассчитывается электрическое поле, и наоборот. Эта схема сейчас известна как *сетка И*. Её графическая модель представлена на рис. 1.1.

Так как существующие вычислительные мощности не позволяют организовать расчёт бесконечной сетки, на практике для численного решения какой-либо задачи электродинамики задают ограниченный счётный объём. *Счётный объём* (или *счётная область*) — это та область пространства, в пределах которой выполняется численное моделирование, то есть осуществляется непосредственный расчёт электромагнитных полей.

Счётная область разбивается на ячейки при помощи сетки И; в каждом узле сетки задаются значения электрических и магнитных проницаемостей и проводимостей. Чаще всего в качестве базового материала счётного объёма рассматривают вакуум (или воздух), в отдельных узлах сетки помещаются металлические или диэлектрические структуры. Тем не менее, алгоритм вполне позволяет задать произвольные значения вышеперечисленных величин для каждой точки объёма.

Кроме того, для моделирования реальных задач необходимы источники поля: некоторая структура, способная создавать электромагнитное возмущение внутри счётного объёма. Так, среди прочего, метод конечных разностей во временной области позволяет симулировать возбуждение электромагнитных колебаний при помощи падающей электромагнитной волны либо точечного источника напряжения или тока.

Отличительной особенностью метода конечных разностей во временной области является его относительная простота. К достоинствам

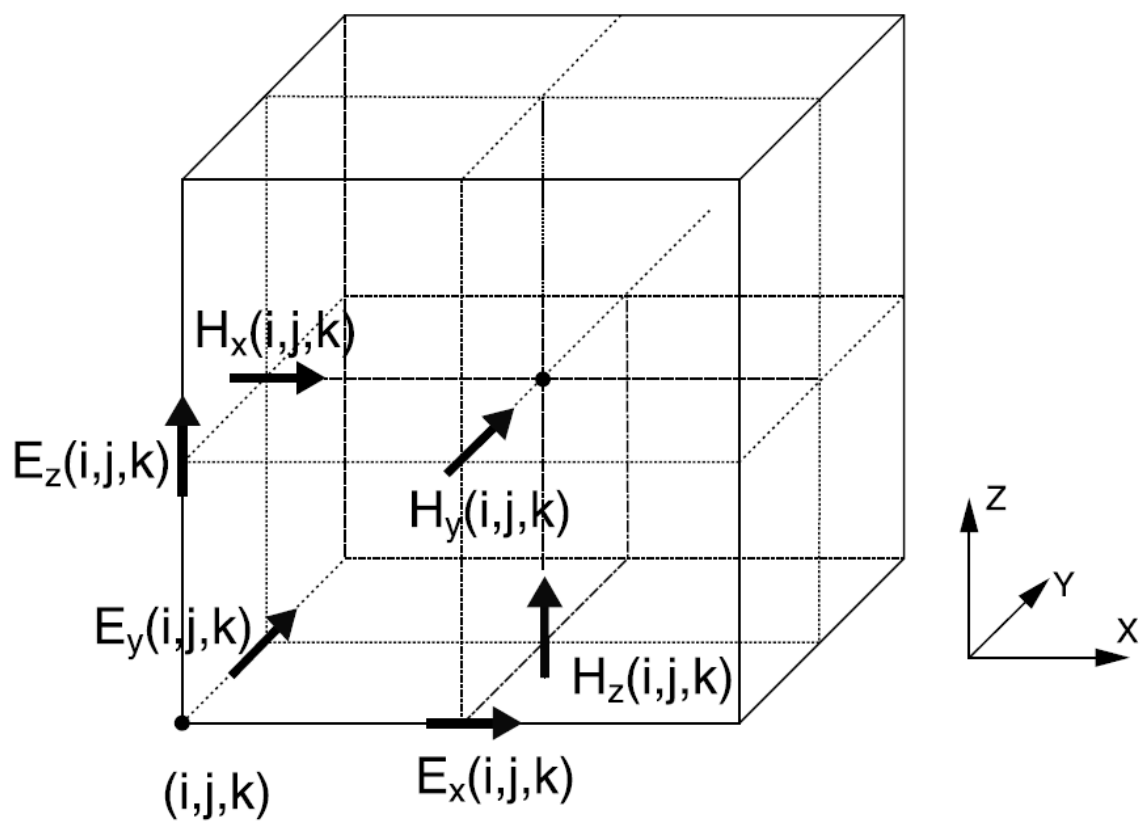


Рисунок 1.1 – Поля в ячейке сетки И

метода также можно отнести возможность создавать анимированные изображения распространения волновых процессов в счётном объеме, что может быть очень полезно для понимания происходящих в модели процессов и позволяет удостовериться в её корректности.

Основной недостаток метода — обязательность разбиения счётного объёма на ячейки сетки И, причём величина шага дискретизации по пространственным координатам должна быть достаточно малой по сравнению с наименьшей длиной волны, встречающейся в конкретной задаче. Кроме того, эта величина ограничивает детализацию распределения материалов в пространстве, поэтому может оказаться, что счётный объём должен быть разделен на очень большое число ячеек, что влечёт за собой большие затраты памяти и увеличивает время моделирования.

Ещё одним недостатком метода конечных разностей во временной области является обязательность вычисления параметров поля в каждой точке счётного объёма. Так, при необходимости найти поле на некотором отдалении от источника придётся производить расчёт во всех точках, что находятся между источником и интересующей точкой.

К тому же, счётная область обязательно должна быть конечной. В большинстве случаев это достигается использованием искусственных граничных условий, но они, как правило, вызывают дополнительные искажения.

1.2 Базовые уравнения

Как уже было сказано, метод конечных разностей во временной области предполагает введение сетки, которая в простейшем случае представляет собой обыкновенный трёхмерный массив, в котором хранятся векторы полей и пространственная структура. Процедура расчёта заключается в поочерёдном обращении ко всем элементам этого массива в порядке

возрастания индексов и последующем перевычислении его элементов с помощью базового алгоритма метода.

Для получения из дифференциальных уравнений Максвелла рассчитываемых численно выражений используется конечно-разностная схема, приведённая в работе [2].

Выражения для компонент магнитного поля:

$$\begin{aligned} H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_x \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} - \frac{\frac{\Delta t}{\mu}}{1 + \frac{\sigma^* \Delta t}{2\mu}} \left[\frac{E_z \Big|_{i,j+1,k}^n - E_z \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \Big|_{i,j,k+1}^n - E_y \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta z} \right], \\ H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_y \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} - \frac{\frac{\Delta t}{\mu}}{1 + \frac{\sigma^* \Delta t}{2\mu}} \left[\frac{E_x \Big|_{i,j,k+1}^n - E_x \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i+1,j,k}^n - E_z \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta x} \right], \\ H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} &= H_z \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} - \frac{\frac{\Delta t}{\mu}}{1 + \frac{\sigma^* \Delta t}{2\mu}} \left[\frac{E_y \Big|_{i+1,j,k}^n - E_y \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta x} - \frac{E_x \Big|_{i,j+1,k}^n - E_x \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta y} \right]. \end{aligned}$$

Выражения для компонент электрического поля:

$$\begin{aligned} E_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_x \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \left[\frac{H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i,j-1,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i,j,k-1}^{n+1/2}}{\Delta z} \right], \\ E_y \Big|_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_y \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \left[\frac{H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j,k-1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right], \\ E_z \Big|_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_z \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \left[\frac{H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j-1,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right]. \end{aligned}$$

Выше приведены формулы, позволяющие вычислить каждую из компонент векторов напряжённости электрического и магнитного полей. В этих формулах используются следующие обозначения:

σ — удельная электрическая проводимость материала в ячейке сетки;

σ^* — удельная магнитная проводимость материала в ячейке сетки;

ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала;

μ — абсолютная магнитная проницаемость материала;

Δt — шаг дискретизации по времени;

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — шаги дискретизации по пространственным координатам.

Необходимо заметить, что величина Δt определяет частотные характеристики метода: наивысшая частота в спектре сигналов, распространение которых моделируется, не должна превышать $f_{max} = \frac{1}{\Delta t}$.

Также величина Δt должна удовлетворять условию Куранта:

$$\Delta t < \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$

Пересчёт значений компонент выполняется «на месте», то есть рассчитанное в каждый последующий момент времени значение помещается в ту же ячейку сетки И, в которой находилось значение для предыдущего момента. Это позволяет несколько снизить требования к оперативной памяти, предъявляемые методом.

Однако приведённые выше базовые уравнения пригодны только для бесконечной счётной области. Очевидно, произвести расчёт в такой области за конечное время невозможно, но существуют методы, позволяющие получать решение электродинамической задачи при ограниченном счётном объёме. Среди них наибольшее распространение получили граничные условия идеального отражения и система *идеально согласованных слоёв* (PML).

Использование первого из этих методов приводит к многократному переотражению сигнала внутри счётной области, два других позволяют существенно уменьшить отражение волны от границы. Граничные условия отражения намного проще, чем PML, однако система согласованных слоёв позволяет достичь на порядки меньшего коэффициента отражения от границы счётного объёма.

1.3 Условия идеального отражения

Предположим, счётный объём окружён бесконечным идеальным проводником. Тогда напряжённости поля за пределами счётной области

будут нулевыми, а электромагнитные волны, достигающие границ счётного объёма, будут полностью отражаться вовнутрь.

На практике это условие реализуется очень просто: счетный объём окружается дополнительным слоем ячеек, поле в которых изначально инициализируется нулями и никогда не высчитывается.

Однако данные граничные условия имеют серьёзный недостаток: чтобы отражённая от границ счётной области волна не вносила существенных искажений в происходящие внутри неё физические процессы, границы должны находиться достаточно далеко от интересующей нас области. Увеличение счётного объёма, в свою очередь, приводит к существенному увеличению времени расчёта и объёму оперативной памяти.

1.4 Граничные условия PML

Данный тип граничных условий (строго говоря, являющихся поглощающей приграничной областью, а не граничным условием, как таковым) считается одним из лучших на данный момент ввиду своей эффективности при использовании вкупе с неоднородными, дисперсионными, анизотропными и нелинейными средами [3]. Основной идеей PML является окружение счётной области слоем анизотропного поглощающего материала, обладающего рядом особенностей.

Одной из таких особенностей является постоянство волнового сопротивления на границе раздела «счётная область — согласованный слой» при равенстве ε и μ по обе стороны границы и соблюдении следующего соотношения:

$$\frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma^*}{\mu}.$$

Электрическая и магнитная проводимость возрастают с увеличением расстояния вглубь слоя PML по некоторому закону, называемому *профилем потерь*.

В оригинальной работе Беренже [4] был предложен следующий профиль потерь, как оптимальный по уровню отражения от границы раздела:

$$\sigma_{\text{PML}}(i) = \begin{cases} \sigma_{\text{PML}}(0) \frac{\sqrt{g}-1}{\ln g} & \text{при } i = 0, \\ \sigma_{\text{PML}}(0) \frac{g-1}{\sqrt{g} \ln g} g^i & \text{при } i = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots \end{cases}$$

$$\sigma_{\text{PML}}(0) = -\frac{\varepsilon_0 \ln g}{2d\varepsilon_0\mu_0(g^N - 1)} \ln r;$$

$$\sigma_{\text{PML}}^*(i) = \frac{\mu}{\epsilon} \sigma_{\text{PML}}(i).$$

В приведенных выше формулах использованы следующие обозначения:

$\sigma_{\text{PML}}(i)$ — электрическая проводимость i -го слоя;

$\sigma_{\text{PML}}^*(i)$ — магнитная проводимость i -го слоя;

g — подбираемый эмпирически параметр;

r — требуемый начальный коэффициент отражения;

d — интервал дискретизации пространства в данном направлении;

N — толщина слоя PML.

Приблизительная оценка толщины слоя PML может быть получена из следующего соотношения:

$$N = \frac{1}{\ln g} \ln \left[1 - \frac{\Theta t_p (\sqrt{g} - 1)}{4\pi d \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \ln r \right],$$

где t_p — длительность процесса моделирования во времени, а параметр Θ подбирается эмпирически (обычно $\Theta \approx 10$).

Ещё одной особенностью идеально согласованных слоёв является введения ограничения снизу на область допустимых частот. Сигналы с частотой, меньшей чем некоторое значение f_{\min} , называемое *частотой отсечки*, отражаются от границы PML. Ниже приведено выражение для частоты отсечки:

$$f_{\min} = \frac{\sigma_{\text{PML}}(0)}{2\pi\epsilon_0}.$$

Основная идея получения базовых уравнений для расчета компонент поля в согласованном слое состоит в том, что компоненты векторов \vec{E} и \vec{H}

представляются в виде суммы двух слагаемых:

$$E_x = E_{xy} + E_{xz},$$

$$E_y = E_{yx} + E_{yz},$$

$$E_z = E_{zx} + E_{zy},$$

$$H_x = H_{xy} + H_{xz},$$

$$H_y = H_{yx} + H_{yz},$$

$$H_z = H_{zx} + H_{zy}.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{xy} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial}{\partial y} (H_{zx} + H_{zy}) \\ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{xz} + \sigma_z E_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} (H_{yz} + H_{yx}) \\ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{yz} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial}{\partial z} (H_{xy} + H_{xz}) \\ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{yx} + \sigma_x E_{yx} = -\frac{\partial}{\partial x} (H_{zx} + H_{zy}) \\ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{zx} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial}{\partial x} (H_{yx} + H_{yz}) \\ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{zy} + \sigma_y E_{zy} = -\frac{\partial}{\partial y} (H_{xy} + H_{xz}) \end{array} \right. \quad (1.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{xy} + \sigma_y^* H_{xy} = -\frac{\partial}{\partial y} (E_{zx} + E_{zy}) \\ \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{xz} + \sigma_z^* H_{xz} = \frac{\partial}{\partial z} (E_{yz} + E_{yx}) \\ \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{yz} + \sigma_z^* H_{yz} = -\frac{\partial}{\partial z} (E_{xy} + E_{xz}) \\ \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{yx} + \sigma_x^* H_{yx} = \frac{\partial}{\partial x} (E_{zx} + E_{zy}) \\ \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{zx} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial}{\partial x} (E_{yx} + E_{yz}) \\ \mu \frac{\partial}{\partial t} H_{zy} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial}{\partial y} (E_{xy} + E_{xz}) \end{array} \right. \quad (1.3)$$

Анизотропия согласованного слоя проявляется в следующем: каждой ячейке соответствует набор $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, причем элемент σ_α ($\alpha = x, y, z$) не равен нулю только для ячеек слоя, пересекаемого соответствующей осью координат (рис. 1.2).

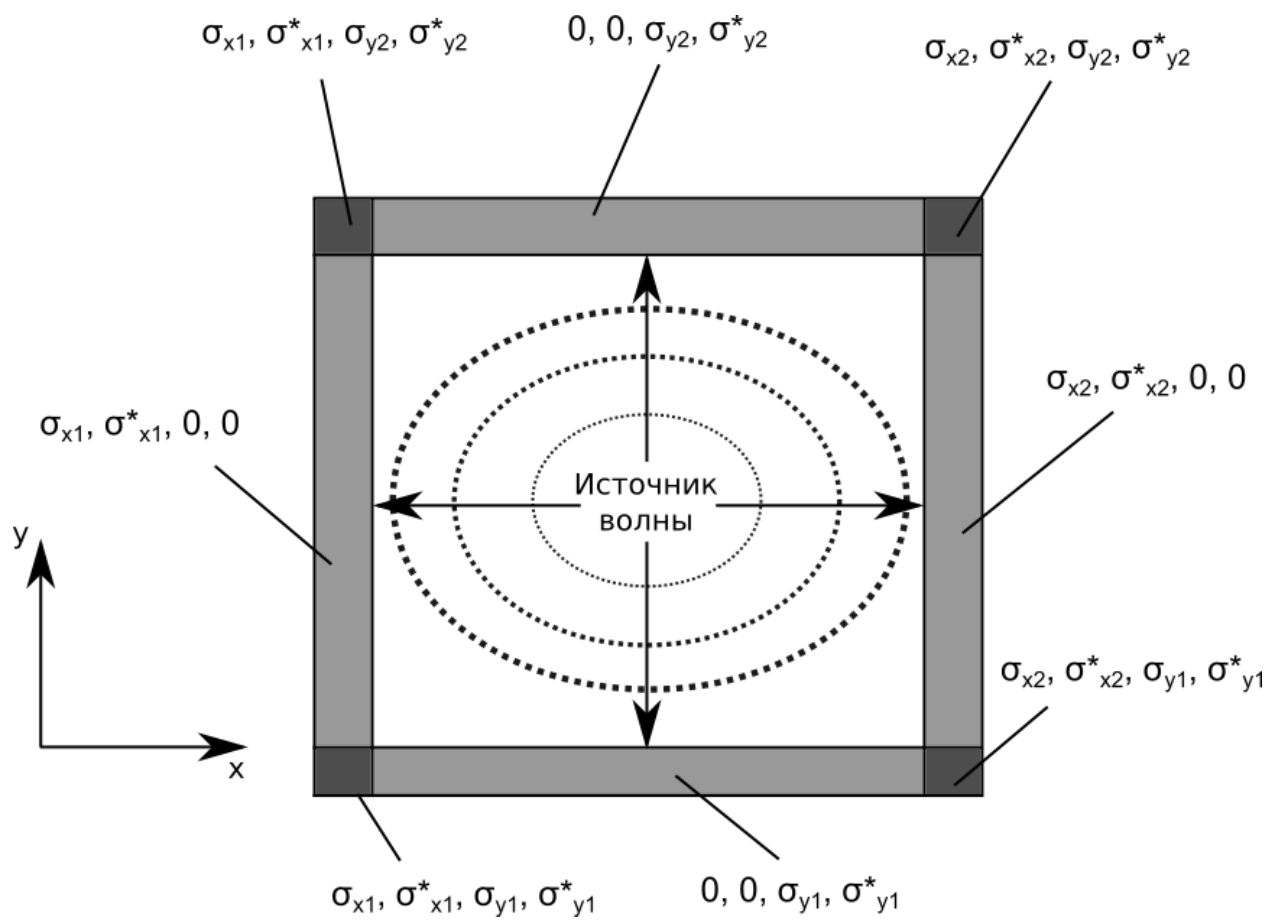


Рисунок 1.2 – Анизотропия PML

В дискретной форме системы уравнений (1.2) и (1.3) выглядят следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{xy(i,j,k)}^{n+1} = D_{ay(i,j,k)} H_{xy(i,j,k)}^n - D_{by(i,j,k)} \left[\frac{E_{z(i,j+1,k)}^n - E_{z(i,j,k)}^n}{\Delta y} \right], \\ H_{xz(i,j,k)}^{n+1} = D_{az(i,j,k)} H_{xz(i,j,k)}^n + D_{bz(i,j,k)} \left[\frac{E_{y(i,j,k+1)}^n - E_{y(i,j,k)}^n}{\Delta z} \right], \\ H_{yx(i,j,k)}^{n+1} = D_{ax(i,j,k)} H_{yx(i,j,k)}^n + D_{bx(i,j,k)} \left[\frac{E_{z(i+1,j,k)}^n - E_{z(i,j,k)}^n}{\Delta x} \right], \\ H_{yz(i,j,k)}^{n+1} = D_{az(i,j,k)} H_{yz(i,j,k)}^n - D_{bz(i,j,k)} \left[\frac{E_{x(i,j,k+1)}^n - E_{x(i,j,k)}^n}{\Delta z} \right], \\ H_{zx(i,j,k)}^{n+1} = D_{ax(i,j,k)} H_{zx(i,j,k)}^n - D_{bx(i,j,k)} \left[\frac{E_{y(i+1,j,k)}^n - E_{y(i,j,k)}^n}{\Delta x} \right], \\ H_{zy(i,j,k)}^{n+1} = D_{ay(i,j,k)} H_{zy(i,j,k)}^n + D_{by(i,j,k)} \left[\frac{E_{x(i,j+1,k)}^n - E_{x(i,j,k)}^n}{\Delta y} \right]. \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{xy(i,j,k)}^{n+1} = C_{ay(i,j,k)} E_{xy(i,j,k)}^n + C_{by(i,j,k)} \left[\frac{H_{z(i,j,k)}^{n+1} - H_{z(i,j-1,k)}^{n+1}}{\Delta y} \right], \\ E_{xz(i,j,k)}^{n+1} = C_{az(i,j,k)} E_{xz(i,j,k)}^n - C_{bz(i,j,k)} \left[\frac{H_{y(i,j,k)}^{n+1} - H_{y(i,j,k-1)}^{n+1}}{\Delta z} \right], \\ E_{yx(i,j,k)}^{n+1} = C_{ax(i,j,k)} E_{yx(i,j,k)}^n - C_{bx(i,j,k)} \left[\frac{H_{z(i,j,k)}^{n+1} - H_{z(i-1,j,k)}^{n+1}}{\Delta x} \right], \\ E_{yz(i,j,k)}^{n+1} = C_{az(i,j,k)} E_{yz(i,j,k)}^n + C_{bz(i,j,k)} \left[\frac{H_{x(i,j,k)}^{n+1} - H_{x(i,j,k-1)}^{n+1}}{\Delta z} \right], \\ E_{zx(i,j,k)}^{n+1} = C_{ax(i,j,k)} E_{zx(i,j,k)}^n + C_{bx(i,j,k)} \left[\frac{H_{y(i,j,k)}^{n+1} - H_{y(i-1,j,k)}^{n+1}}{\Delta x} \right], \\ E_{zy(i,j,k)}^{n+1} = C_{ay(i,j,k)} E_{zy(i,j,k)}^n - C_{by(i,j,k)} \left[\frac{H_{x(i,j,k)}^{n+1} - H_{x(i,j-1,k)}^{n+1}}{\Delta y} \right]. \end{array} \right.$$

Коэффициенты C и D уравнениях выше вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned}
 D_{ax(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_x^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_x^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, & D_{ay(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_y^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_y^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, & D_{az(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_z^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_z^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, \\
 D_{bx(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_x^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, & D_{by(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_y^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, & D_{bz(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\mu(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_z^*(i,j,k)\Delta t}{2\mu(i,j,k)}}, \\
 C_{ax(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_x(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_x(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}, & C_{ay(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_y(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_y(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}, & C_{az(i,j,k)} &= \frac{1 - \frac{\sigma_z(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_z(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}, \\
 C_{bx(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_x(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}, & C_{by(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_y(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}, & C_{bz(i,j,k)} &= \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)}}{1 + \frac{\sigma_z(i,j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i,j,k)}}.
 \end{aligned}$$

Следует заметить, что в реальной ситуации всегда присутствуют отражения. Они складываются из:

- отражений от первого слоя PML;
- отражений между слоями PML;
- отражений от проводящей границы за последним слоем PML.

В связи с этим, для уменьшения отражения от первого слоя добиваются малого значения σ_0 . Отражения между слоями подавляются за счет ограничения скорости роста профиля потерь. Для уменьшения влияния волны, отраженной от бесконечно проводящей границы, увеличивают число слоёв PML.

1.5 Точечный резистивный источник напряжения

Возможность моделировать сосредоточенные элементы вводится дополнительно, при этом границы применения метода существенно расширяются. В частности, точечный генератор напряжения с заданным внутренним сопротивлением оказывается весьма удобной моделью источника питания.

Достоинством этого дополнения метода конечных разностей во временной области является то, что вид уравнений меняется весьма незначительно. Если источник ориентирован вдоль оси Z , то в системе уравнений Максвелла (1.1) изменится только одна составляющая векторного уравнения для ротора вектора магнитной напряжённости:

$$(\text{rot } \vec{H})_z = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z + \frac{I_L}{\Delta x \Delta y}, \quad (1.4)$$

где I_L — ток через источник.

Подвергнув уравнение (1.4) действию конечно-разностной схемы и положив $\sigma_E = 0$, получим следующую формулу:

$$E_z \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_z \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Big|_{i,j,k}} \left[\frac{H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1} - H_y \Big|_{i-1,j,k}^{n+1}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} - H_x \Big|_{i,j-1,k}^{n+1}}{\Delta y} \right] - \frac{I_L \Big|_{i,j,k}^{n+1} \Delta t}{\varepsilon \Big|_{i,j,k} \Delta x \Delta y}. \quad (1.5)$$

Формула 1.5 позволяет моделировать точечный источник тока внутри счётного объёма.

Согласно закону Ома и работе [5], для рассматриваемого сосредоточенного генератора напряжения с внутренним сопротивлением R будет иметь место равенство

$$I_L \Big|_{i,j,k}^{n+1} = \frac{\Delta z}{2R} \left(E_z \Big|_{i,j,k}^{n+1} - E_z \Big|_{i,j,k}^n \right) + \frac{U_s \Big|_{i,j,k}^{n+1}}{R}, \quad (1.6)$$

где U_s — генерируемое источником напряжение.

После подстановки (1.6) в (1.5) получим простое уравнение для E_z :

$$E_z \Big|_{i,j,k}^{n+1} = C_E \Big|_{i,j,k} E_z \Big|_{i,j,k}^n + C_H \Big|_{i,j,k} \left[\frac{H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1} - H_y \Big|_{i-1,j,k}^{n+1}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} - H_x \Big|_{i,j-1,k}^{n+1}}{\Delta y} - \frac{U_s \Big|_{i,j,k}^{n+1}}{R \Delta x \Delta y} \right],$$

где C_E и C_H определяются по следующим формулам:

$$C_E \Big|_{i,j,k} = \frac{1 - \frac{\Delta t \Delta z}{2R \varepsilon|_{i,j,k} \Delta x \Delta y}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R \varepsilon|_{i,j,k} \Delta x \Delta y}}, \quad C_H \Big|_{i,j,k} = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon|_{i,j,k}}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R \varepsilon|_{i,j,k} \Delta x \Delta y}}.$$

Формулы для прочих компонент остаются неизменными.

2 Неспециализированные вычисления на графических процессорах

Прообразом первых графических процессоров, появившихся в 90-е годы XX века, были специализированные чипы аркадных автоматов. Их использование было обусловлено малыми объёмами оперативной памяти, что не позволяло хранить в ней кадры перед отправкой на устройство видеовывода. В дальнейшем разделение вычислений на графические и неграфические лишь усугубилось, что оказало существенное влияние на архитектуру современных компьютеров.

В начале XXI века графические процессоры получили поддержку шейдеров и возможность работы с числами с плавающей запятой. Это событие положило начало ряду экспериментов с организацией неграфических параллельных расчётов на графических процессорах. При помощи графических API данные передавались в виде текстур, а расчётные программы — в виде шейдеров [6]. Таким образом учёные начали производить вычисления, связанные с матрицами и векторами, на ГПУ. Первой программой, выполнившейся заметно быстрее на ГПУ, чем на ЦПУ, стала реализация LU-разложения, описанная в работе [7].

С увеличением популярности использования ГПУ для научных расчётов начали формироваться идеи фреймворков общего назначения, позволяющих отойти от графической парадигмы работы с данными и отказаться от использования OpenGL или DirectX. Такими фреймворками впоследствии стали технологии NVIDIA CUDA и OpenCL.

2.1 Краткий обзор технологии NVIDIA CUDA

Первоначальная версия NVIDIA CUDA SDK была представлена 15 февраля 2007 г. В основе NVIDIA CUDA API лежит диалект языка C++.

Для компиляции программ NVIDIA CUDA SDK предлагает специализированный компилятор nvcc. При этом код программ разделяется на host-часть, выполняющуюся ЦПУ, и device-часть, выполняющуюся графическим процессором. В результате получаются как минимум два объектных файла, готовых к сборке в конечный исполняемый файл в любой среде программирования [8].

По сравнению с использовавшимся ранее подходом к организации вычислений общего назначения посредством возможностей графических API, архитектура CUDA имеет ряд преимуществ:

- использование диалекта языка C++, что позволяет упростить процесс изучения архитектуры;
- полная аппаратная поддержка целочисленных и побитовых операций;
- разделяемая между потоками память размером в 16 Кбайт может быть использована под организованный пользователем кэш с более широкой полосой пропускания, чем при выборке из обычных текстур.

2.2 Краткий обзор технологии OpenCL

OpenCL — фреймворк для написания компьютерных программ, реализующих параллельные вычисления на различных графических и центральных процессорах, а также ППВМ. В OpenCL входят язык программирования, базирующийся на стандарте C99, и интерфейс программирования приложений.

Основной задачей проекта OpenCL является создание и поддержка открытого стандарта, позволяющего разрабатывать универсальные программы для параллельных вычислений на различных процессорах и создавать вычислительные машины, использующие несколько процессоров различных архитектур одновременно.

OpenCL рассматривает компьютерную систему как совокупность вычислительных устройств (ЦПУ и ГПУ), подключённых к управляющему ЦПУ, называемому хостом. Функции, предназначенные для выполнения на вычислительных устройствах, называются функциями-ядрами и могут выполняться параллельно на нескольких устройствах.

2.3 Иерархия потоков выполнения в NVIDIA CUDA

Как упоминалось ранее, одной из особенностей написания программ с использованием технологии NVIDIA CUDA является разделение всего программного кода на host- и device-части. Для этого используются спецификаторы функций:

- `__host__` — код предназначен для выполнения на ЦПУ (используется по умолчанию);
- `__device__` — код предназначен для выполнения на вычислительном устройстве;
- `__global__` — особый спецификатор для так называемых функций-ядер (kernel), которые запускаются с центрального процессора, а работают на видеокарте.

Остановимся подробнее на *функциях-ядрах*. Их отличие от обычных функций языка C++ заключается в том, что при вызове они выполняются N раз параллельно в N потоках выполнения. При этом количество потоков выполнения, которые можно создать на ГПУ, практически не ограничено.

Для организации работы со столь большим количеством потоков используется иерархическая структура: потоки объединяются в варпы (warp), варпы, в свою очередь, — в блоки (block), а блоки составляют сетку (grid).

Warp — это минимальная независимая от других единица выполнения кода. Размер варпа всегда равен 32 потокам. Эти потоки

всегда выполняются физически синхронно. *Блок* — это автономная группа потоков. Взаимодействия потоков между блоками невозможны.

Вызов функции-ядра осуществляется следующим образом:

```
kernel_name<<<grid_size, block_size>>>(arguments);
```

В тройных угловых скобках в участке программного кода выше указываются размеры сетки и блока.

Примером может послужить программа для перемножения матриц: она иллюстрирует параллельное выполнения потоков с помощью многократного повторения операции сложения с разными числами.

```
__global__ void MatAdd(
    float A[N][N], float B[N][N], float C[N][N])
{
    int i = threadIdx.x;
    int j = threadIdx.y;
    C[i][j] = A[i][j] + B[i][j];
}

int main()
{
    ...
    int numBlocks = 1;
    dim3 threadsPerBlock(N, N);
    MatAdd<<<numBlocks, threadsPerBlock>>>(A, B, C);
    ...
}
```

Во фрагменте исходного кода выше `threadIdx` — трёхкомпонентный вектор, хранящий координаты потока в блоке (рис. 2.1). Таким образом, видим: имеется один блок размеров $N \times N$ и три массива той же размерности. Каждому потоку ставится в соответствие по одному элементу каждой из трёх матриц. Следовательно, все потоки покрывают все элементы матриц.

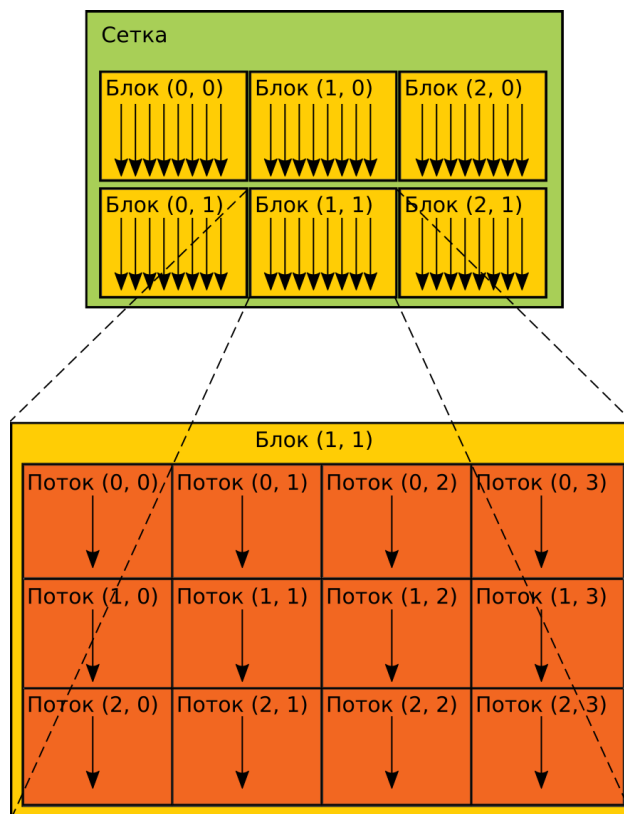


Рисунок 2.1 – Иерархическая структура потоков выполнения

2.4 Иерархия памяти в NVIDIA CUDA

Согласно статье [9] в NVIDIA CUDA выделяют следующие виды памяти:

- регистры процессора — блок ячеек памяти внутри процессора, из которой на каждый поток выполнения выделяются регистры;
- локальная память — участок глобальной памяти, обособленно выделяемой потоку при нехватке регистров;
- глобальная память — аналог оперативной памяти ПК и основной вид памяти, используемый для обмена данными между ЦПУ и ГПУ;
- разделяемая память — область памяти, одинаково адресуемой для всех потоков выполнения внутри блока;
- константная память — тип памяти, модификация которой возможна только с ЦПУ;
- текстурная память — интерфейс чтения глобальной памяти с использованием специфических для текстур операций.

Для каждого потока выделяется локальная память (регистровая и, опционально, дополнительная). Для каждого блока выделяется разделяемая память, доступ к которой имеют все потоки блока. Разделяемая память выделена, пока существует блок. Все существующие потоки имеют доступ к глобальной памяти. Также каждый поток имеет доступ к чтению константной и текстурной памяти. Глобальная, константная и текстурная память не перевыделяются на протяжении работы программы, т. о. разные функции-ядра могут работать с этими видами памяти (рис. 2.2).

2.5 Иерархия потоков выполнения в OpenCL

Иерархическая модель потоков выполнения OpenCL концептуально не отличается от своего аналога от компании NVIDIA.

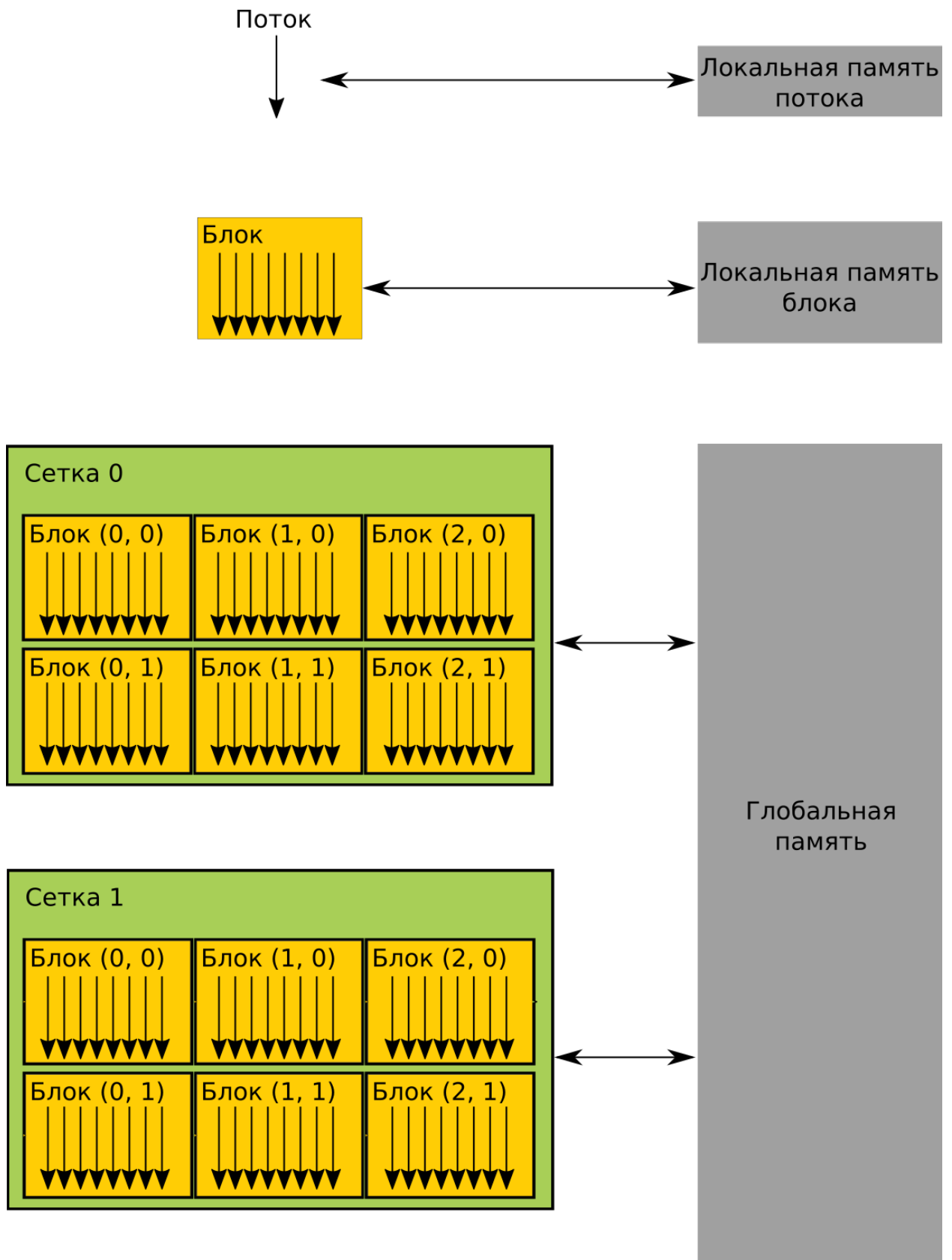


Рисунок 2.2 – Иерархическая структура памяти и права доступа к ней

Аналогом потоков в OpenCL являются *рабочие элементы* (*work-item*). Они объединяются в *рабочие группы* (*work-group*), причём рабочие элементы, принадлежащие разным рабочим группам, не могут взаимодействовать.

На рис. 2.3 изображён пример *двухмерного пространства индексов* (2D-range index space), являющегося аналогом сетки в NVIDIA CUDA. В общем случае пространство индексов является N-мерным.

Данное пространство индексов разделено на 16 рабочих групп, имеющих собственные координаты и размер 8×8 . Рабочие элементы имеют два типа координат: локальные (относительно рабочей группы) и глобальные (относительно сетки целиком).

По аналогии с NVIDIA CUDA используются функции-ядра, выполняющиеся на вычислительном устройстве.

2.6 Иерархия памяти в OpenCL

Так как хост и вычислительное устройство не имеют общего адресного пространства, взаимодействие между памятью хоста и памятью OpenCL-устройства происходит посредством использования различных областей памяти (рис. 2.4).

Глобальная память — это участок памяти, к которому все рабочие элементы, группы, а также хост, имеют полный доступ (чтение и запись). Эта область памяти может быть выделена только хостом.

Константная память — это участок глобальной памяти, остающийся нетронутым на протяжении выполнения функции-ядра. Рабочие группы могут только читать данные из этой области, хост же имеет к ней полный доступ.

Локальная память — это место обмена данными между рабочими элементами рабочей группы. Все элементы имеют полный доступ к этой области.

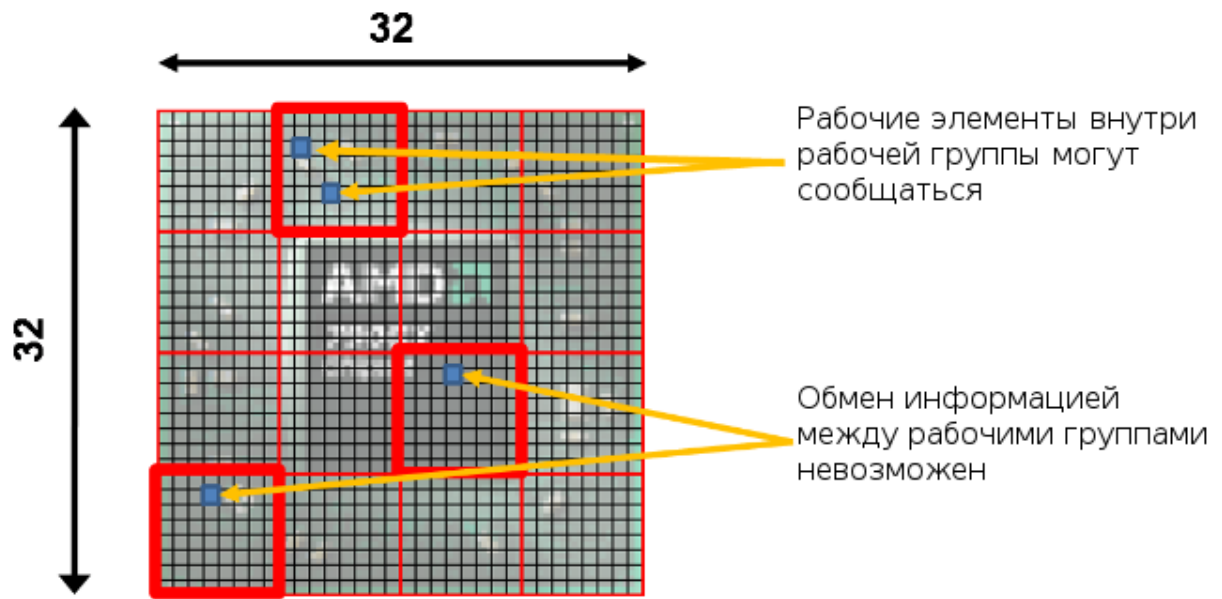


Рисунок 2.3 – Иерархическая структура рабочих групп



Рисунок 2.4 – Иерархия памяти в OpenCL

Внутренняя память — это память, принадлежащая конкретному рабочему элементу.

В большинстве случаев память хоста и память OpenCL-устройства работают независимо друг от друга. Соответственно, имеется специфика обмена данными между ними: необходимо перемещать данные из памяти хоста в глобальную память, затем в локальную, и обратно.

2.7 Специфика работы с видеопамью

Перед организацией параллельных вычислений следует ознакомиться с некоторыми приёмами оптимизации, которые помогут сохранить производительность, выигранную от использования ГПУ. Наиболее широко распространённым и лёгким в освоении приёмом является согласованный доступ к памяти, аналогичный выравниванию памяти при работе ЦПУ с оперативной памятью.

Глобальная память физически расположена на device-устройстве, доступ к которой происходит посредством 32-, 64- и 128-байтных транзакций. Необходимое условие для их существования — обращение к выровненным участкам памяти. Таковыми являются участки, адреса первых элементов которых кратны 32, 64 и 128 байтам соответственно.

Когда варп выполняет инструкцию, обращающуюся к глобальной памяти, обращения каждого потока внутри варпа сливаются в одну или несколько транзакций, в зависимости от размера слова, запрашиваемого каждым потоком, и разброса адресов, к которым обращаются потоки.

Команды работы с глобальной памятью поддерживают чтение и запись слов размером 1, 2, 4, 8 и 16 байтов. Любой запрос к глобальной памяти возможен только в случае, если размер запрашиваемых данных равен 1, 2, 4, 8 или 16 байтам, и они выровнены (т. е. их адреса кратны размеру).

Затем одиночные запросы к глобальной памяти объединяются в транзакции. Например, запросы 32 потоков одного варпа, обращающиеся к четырём последовательно располагающимся байтам каждый, объединятся в транзакцию размером 128 байтов в том случае, если адрес, к которому обращается первый поток варпа, кратен 128 байтам.

3 Программная реализация

В рамках данной работы была разработана компьютерная программа, рассчитывающая значения электрической и магнитной напряжённости на произвольном удалении от источника электромагнитных возмущений в произвольный момент времени с помощью метода конечных разностей во временной области с использованием ЦПУ либо ГПУ.

3.1 Реализация сетки И и базового алгоритма

Разработка программы велась на языке C++, поэтому в качестве программного представления сетки И было решено использовать тип данных «класс». Входными аргументами конструктора класса выступают линейные размеры сетки, выраженные в количестве ячеек вдоль каждой координатной оси и величины Δx , Δy , Δz , Δt . Сам класс хранит информацию об электрической и магнитной напряжённости поля, удельной электрической и магнитной проводимости, диэлектрической и магнитной проницаемости для каждой точки счётного объёма.

Из рис. 1.1 легко заметить, что все данные сетки (значения диэлектрической и магнитной проницаемости, удельной электрической и магнитной проводимости, координатных компонент векторов электрической и магнитной напряжённости поля) представляют собой трёхмерные массивы с номерами ячеек i , j , k в качестве индексов.

Первым этапом создания программной реализации метода конечных разностей во временной области стало выделение из формул базового алгоритма коэффициентов и написание функций для их расчёта. Неизменность коэффициентов позволяет рассчитывать их единожды при старте программы и использовать готовые значения при пересчёте характеристик поля в каждой ячейке для каждого момента времени.

$$C = \frac{\frac{\Delta t}{P}}{1 + \frac{S\Delta t}{2P}}, \quad D = \frac{1 - \frac{S\Delta t}{2P}}{1 + \frac{S\Delta t}{2P}}. \quad (3.1)$$

Данные коэффициенты приведены в формуле (3.1), где P — проницаемость материала (диэлектрическая и магнитная для компонент векторов \vec{E} и \vec{H} соответственно), а S — удельная проводимость (электрическая и магнитная для компонент векторов \vec{E} и \vec{H} соответственно).

Следующим шагом стало написание функций, предназначенных для расчёта проекций векторов электрической и магнитной напряжённости во всех точках счётного объёма в какой-либо момент времени. Программный код, производящий расчёт компонент вектора магнитной напряжённости, приведён в приложении А.

Поскольку базовый алгоритм метода предполагает пространственную неограниченность счётного объёма, что невозможно реализовать ввиду конечности объёма оперативной памяти, очевидной необходимостью при разработке программы стало введение граничных условий идеального отражения. Реализация данных условий заключалась в увеличении счётного объёма на одну ячейку, значение электрического поля для которой изначально равнялось нулю и никогда не высчитывалось, вдоль всех координатных осей.

Однако граничные условия идеального отражения спустя непродолжительное время симуляции искажают картину полей внутри счётной области. По этой причине было решено прибегнуть к граничным условиям PML. Их программная реализация заключалась в замене удельной электрической и магнитной проводимости пограничных ячеек счётного объёма согласно профилю потерь и пересчёту значений электрической и магнитной проводимости в них.

3.2 Тестовая задача

Симметричный вибратор — простейшая система для получения электромагнитных колебаний. Она представляет собой электрический диполь, дипольный момент которого быстро изменяется во времени, и является развёрнутым колебательным контуром с минимальной ёмкостью и индуктивностью.

В исходном коде конечной программы симметричный вибратор был представлен двадцатью ячейками счётного объёма, расположенными вдоль оси Z , с отличными от остальных удельной электрической проводимостью материала σ и абсолютной диэлектрической проницаемостью материала ε . Длина волны была подобрана таким образом, чтобы отношение длины диполя к длине волны было равно двум.

Следующим этапом моделирования резистивного источника стал пересчёт значений проекции вектора \vec{E} на ось Z . Во избежание проверки каждой ячейки на наличие там проводящих структур было принято решение сохранять информацию обо всех ячейках до расчёта значений вектора электрической напряжённости, затем выполнять этот расчёт и, наконец, пересчёт значений проекции вектора \vec{E} на ось Z только в точках присутствия элементов источника. Динамика изменения картины электрического поля во времени представлена на рис. 3.1.

3.3 Перенос вычислительной нагрузки на графический процессор

В целях увеличения производительности функции расчёта компонент векторов электрической и магнитной напряжённости были изменены для исполнения на графических процессорах. Из двух технологий, позволяющих осуществить расчёт на GPU: NVIDIA CUDA и OpenCL — была выбрана

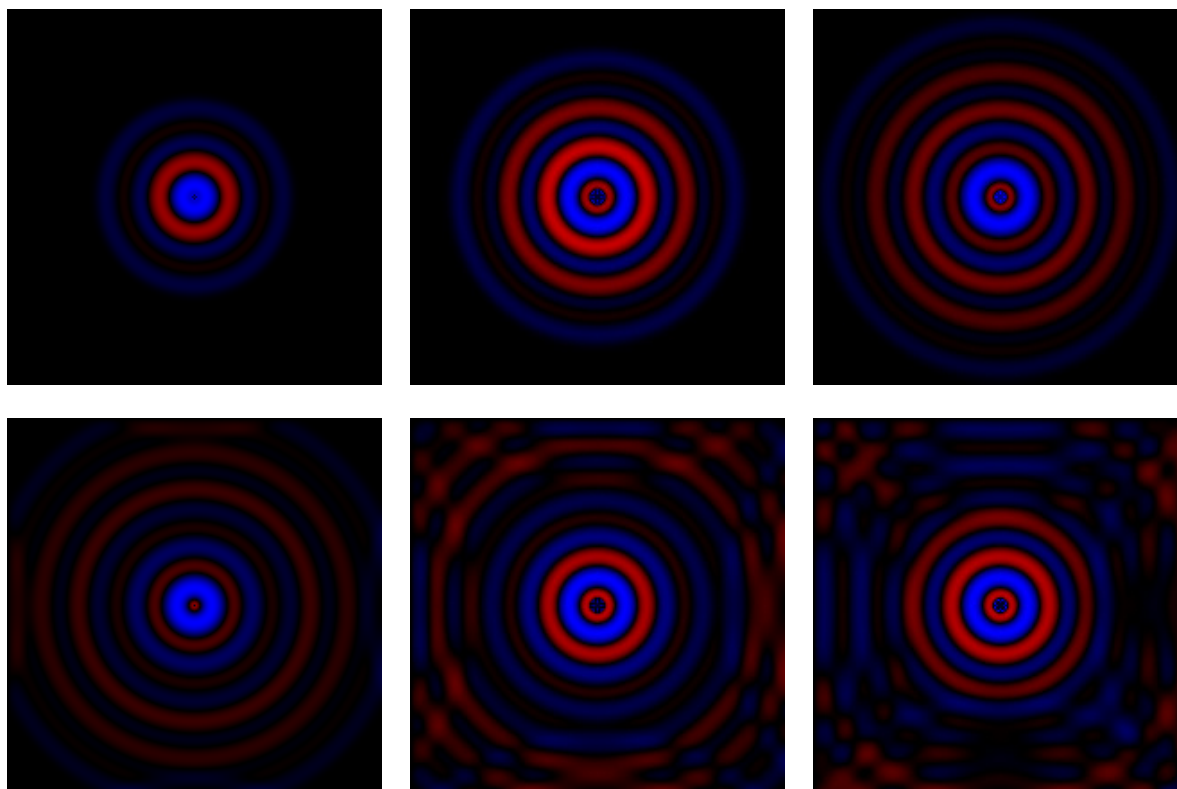


Рисунок 3.1 – Изменение электрического поля во времени (вид сверху)

вторая, так как она поддерживает процессоры не только производства компании NVIDIA, но и AMD.

Для облегчения работы с фреймворком OpenCL была использована библиотека EasyCL. Код расчёта компонент вектора магнитной напряжённости приведён в приложении Б. Зависимости среднего времени расчёта компонент векторов напряжённости в конкретный момент времени во всех ячейках от размеров сетки представлены на рис. 3.2 и 3.3.

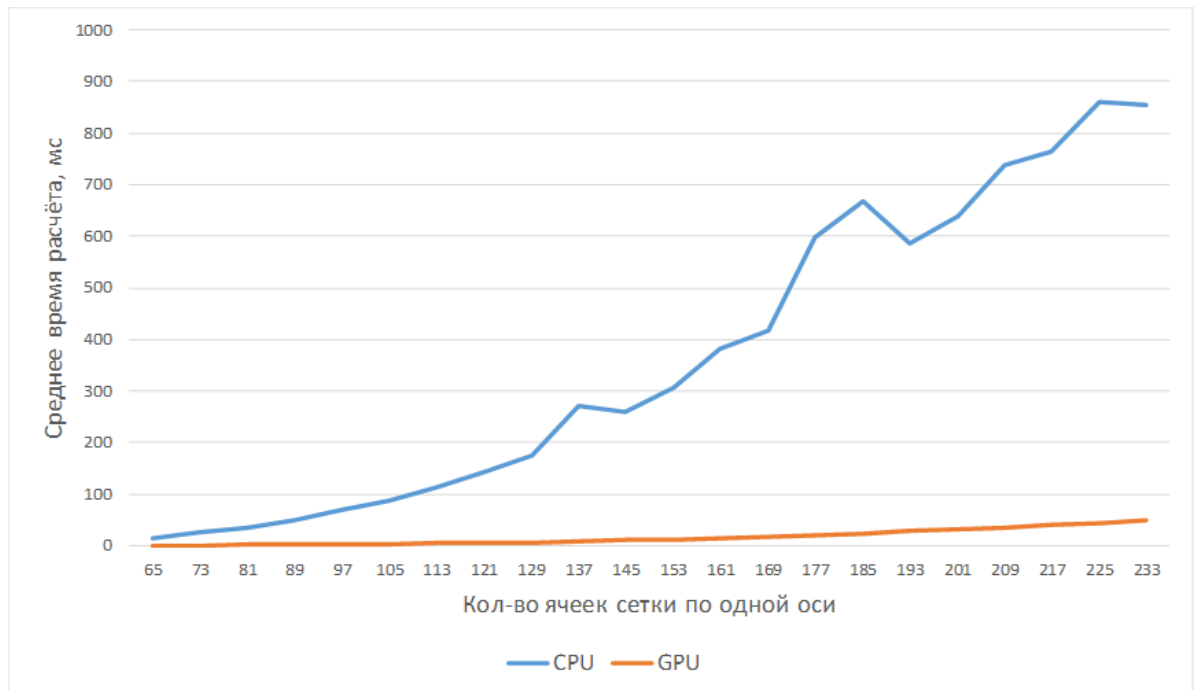


Рисунок 3.2 – Зависимость среднего времени расчёта компонент вектора \vec{N} в конкретный момент времени во всех ячейках от размеров сетки

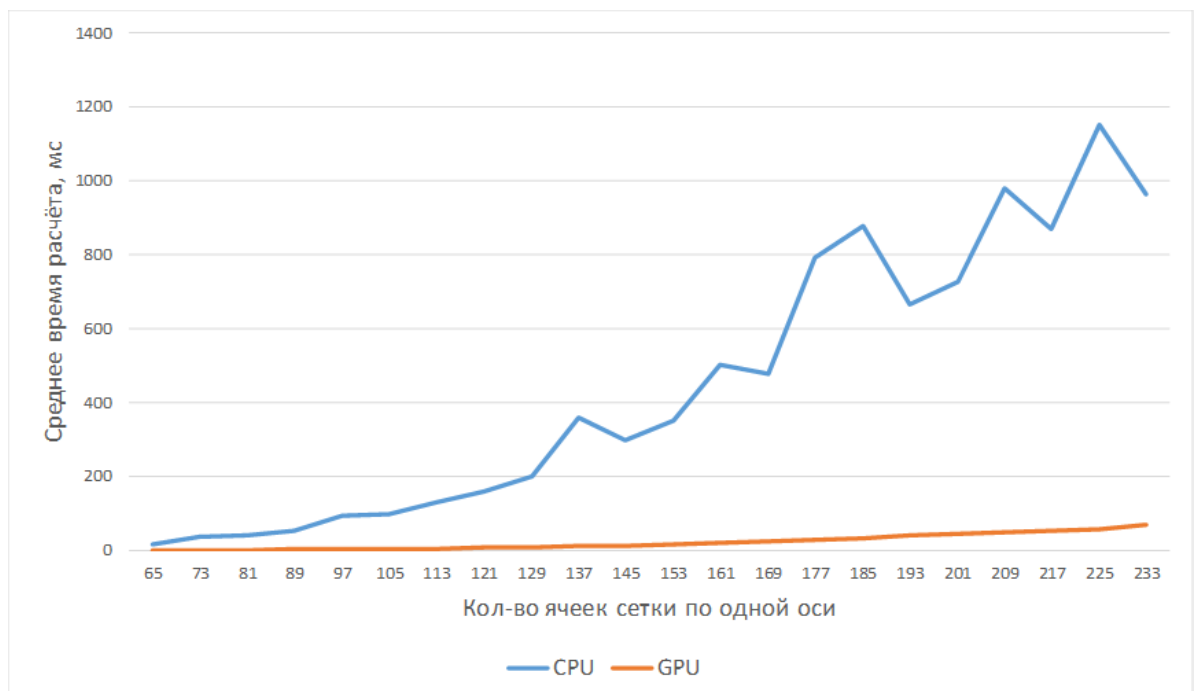


Рисунок 3.3 – Зависимость среднего времени расчёта компонент вектора \vec{E} в конкретный момент времени во всех ячейках от размеров сетки

Заключение

В рамках работы был создан прототип программы для FDTD-моделирования, способный эффективно использовать ресурсы ГПУ. При помощи разработанной программы была произведена тестовая симуляция распространения гармонического сигнала, излучаемого тонким симметричным вибратором в замкнутом счётном объёме. Также была разработана референсная ЦПУ-реализация и произведено сравнение производительности расчётов с использованием ЦПУ и ГПУ.

В ходе работы было выяснено, что использование графических процессоров обеспечивает увеличение производительности до 17 раз, причём в программном коде не был реализован выровненный доступ к памяти, что является перспективным направлением разработки. Также, в отличие от ЦПУ, производительность графических процессоров меньше зависит от размеров счётного объёма.

Список использованной литературы

1. Yee, K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K. Yee // *Antennas and Propagation, IEEE Transactions*. – 1966. – Vol. 14, no. 3. – P. 302–307.
2. Schneider J. B. Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method / J. B. Schneider. // *Understanding the FDTD Method* : [сайт]. — URL: <http://www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd/> (дата обращения: 12.06.2017).
3. Taflov A. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method / A. Taflov, S. C. Hagness. — 3rd ed. — ARTECH HOUSE, INC., 2005. — 1037 p.
4. Berenger J.-P. Improved PML for the FDTD solution of wave-structure interaction problems / J.-P. Berenger // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* – 1997. – Vol. 45 – P. 466–473.
5. Makinen R. M. A stabilized resistive voltage source for FDTD thin-wire models / R. M. Makinen, M. A. Kivikovski // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* – 2003. – Vol. 51 – P. 1615–1622.
6. Берилло А. Nvidia CUDA — неграфические вычисления на графических процессорах / А. Берилло // URL: <http://www.ixbt.com/video3/cuda-1.shtml> (дата обращения: 12.06.2017).
7. Galoppo N. LU-GPU: Efficient algorithms for solving dense linear systems on graphics hardware / N. Galoppo [et al.] // *Proceedings - Thirteenth International Symposium on Temporal Representation and Reasoning, TIME 2006*. – Seattle, WA, 2005. – P. 3–15.

8. Programming Guide :: CUDA Toolkit Documentation : [сайт]. — URL: <http://docs.nvidia.com/cuda/cuda-c-programming-guide/index.html> (дата обращения: 12.06.2017).
9. Фролов В. Введение в технологию CUDA / В. Фролов // Компьютерная графика и мультимедиа : электрон. журн. — 2008. — No 6 (дек.). — URL: <http://www.webcitation.org/65tg9Hcl3> (дата обращения: 15.06.2017).

Код расчёта компоненты вектора \vec{H} на ГПУ

```
__kernel void calch(int nx, int ny, int nz, float delta_x, float
delta_y, float delta_z,
__global float *Ex,
__global float *Ey,
__global float *Ez,
__global float *Hx,
__global float *Hy,
__global float *Hz,
__global float *D_Hx,
__global float *D_Hy,
__global float *D_Hz) {

int ix = get_global_id(0);
int iy = get_global_id(1);
int iz = get_global_id(2);

int idx = ix * ny * nz + iy * nz + iz;
int idx010 = ix * ny * nz + (iy + 1) * nz + iz;
int idx001 = ix * ny * nz + iy * nz + (iz + 1);
int idx100 = (ix + 1) * ny * nz + iy * nz + iz;

Hx[idx] -= D_Hx[idx]*((Ez[idx010] - Ez[idx]) / delta_y -
(Ey[idx001] - Ey[idx]) / delta_z);

Hy[idx] -= D_Hy[idx]*((Ex[idx001] - Ex[idx]) / delta_z -
(Ez[idx100] - Ez[idx]) / delta_x);

Hz[idx] -= D_Hz[idx]*((Ey[idx100] - Ey[idx]) / delta_x -
(Ex[idx010] - Ex[idx]) / delta_y);
}
```