

СИТИС: СимЛаб-Динамо

Техническое руководство

3210-11-ТР-1

Редакция 1

22.11.2016

АННОТАЦИЯ

В данном документе приведено описание математической модели решателя, используемого в программе СИТИС: СимЛаб-Динамо.

АВТОРСКОЕ ПРАВО

© ООО «СИТИС», 2016

Данный документ предназначен для использования пользователями программного обеспечения Ситис в соответствии с положениями лицензионного договора в действующей редакции.

Не допускается использование данного документа полностью или частично в составе других документов, документации к программному обеспечению, распространение и публикация в печатном или цифровом виде, без письменного разрешения ООО «СИТИС».

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ГЛАВА 1. ОБЗОР МОДЕЛИ	5
1.1. Обзор модели	5
1.2. Формализм LES	5
1.3. Численная сетка	5
1.4. Масса и перенос веществ	6
1.5. Приближение низшего числа Маха	7
1.6. Перенос импульса	8
1.7. Горение и излучение	8
1.8. Процедура решения	9
2. МАССА, ВЕЩЕСТВА И ПЕРЕНОС ЭНТАЛЬПИИ	11
2.1. Обзор	11
2.2. Уравнение состояния	11
2.3. Масса и перенос веществ	12
2.4. Дивергенция скорости	15
3. ПЕРЕНОС ИМПУЛЬСА И ДАВЛЕНИЕ	18
3.1. Обзор	18
3.2. Моделирование крупных вихрей (LES)	18
3.3. Модели для турбулентной вязкости	20
3.4. 3.3 Упрощение уравнения импульса	23
3.5. Скоростного режима граничного	25
3.6. Этап Время и стабильность Ограничения	26
3.7. Уравнение для давления (уравнение Пуассона)	28
4. ГОРЕНИЕ (ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИЕ ПОТОКИ)	31
4.1. Модель горения	31
4.2. Подход к дискретным веществам	32
4.3. Турбулентное горение	34
5. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	44
5.1. Обзор	44
5.2. Уравнение переноса излучения	44
5.3. Численный метод	47
5.4. Поглощение и рассеяние теплового излучения каплями/частицами	50
6. ТВЕРДАЯ ФАЗА	52
6.1. Обзор	53
6.2. Уравнение теплопроводности для твердых тел	53
6.3. Модели пиролиза	56
6.4. Выделение аэрозолей	58
7. ЛАГРАНЖЕВЫ ЧАСТИЦЫ	60
7.1. Лагранжевы частицы	60
7.2. Перенос частиц в газообразной фазе	60
7.3. Классификация капель жидкости по размерам	62
7.4. Начало распыления	63
7.5. Нагревание и испарение капель жидкости	64
7.6. Пожаротушение с помощью воды	65
7.7. Использование лагранжевых частиц для сложных объектов модели	66
7.8. Турбулентный разлет	67
8. УСТРОЙСТВА ОБНАРУЖЕНИЯ ПОЖАРА	68
8.1. Обзор	68
8.2. Спринклеры	68
8.3. Тепловые датчики	68
8.4. Датчики дыма	68
9. ОТОПЛЕНИЕ, ВЕНТИЛЯЦИЯ И КОНДИЦИОНИРОВАНИЕ ВОЗДУХА (HVAC)	70
9.1. Отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха	70
9.2. Основные уравнения	70
9.3. Процедура решения	71
9.4. Утечка	74
9.5. Адаптация решателя HVAC (системы отопления, вентиляции и кондиционирования) для FDS	74
10. БИБЛИОГРАФИЯ	75
11. ПРИЛОЖЕНИЕ А. УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ	84

12.ОГРАНИЧЕНИЕ ДИВЕРГЕНЦИИ СКОРОСТИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ турбулентности	88
13.ПРИЛОЖЕНИЕ С. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ.....	92
14.ПРИЛОЖЕНИЕ D. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ УГАСАНИЯ ПЛАМЕНИ.....	99
15.ПРИЛОЖЕНИЕ E. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕГРАЦИИ СЛОЖНОЙ ХИМИИ	101
16.ПРИЛОЖЕНИЕ F. КОРРЕКЦИЯ СКАЛЯРНОЙ ОГРАНИЧЕННОСТИ	104
17.ПРИЛОЖЕНИЕ G. ПЕРЕДАЧА ИМПУЛЬСА ЖИДКИХ ЧАСТИЦ.....	106
18.ПРИЛОЖЕНИЕ H. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА	110
19.РЕШЕНИЕ одномерного УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ	112

1. ГЛАВА 1. ОБЗОР МОДЕЛИ

1.1. Обзор модели

1.1.1. В этой главе представлены основные уравнения FDS и контуры общей процедуры решения. Подробная информация приводится в последующих главах. Цель этой главы заключается в освещении аспектов методологии решения, которые делают его практичным для термически управляемой моделирования потоков, в частности пожар. Некоторые из основных особенностей модели, в ее операции по умолчанию являются:

- 1.1.1.1. Низкая Маха, моделирование крупных вихрей (LES)
- 1.1.1.2. Явные, второго порядка, кинетической энергией сохранения числовых
- 1.1.1.3. Структурированная, разнесенных сетках
- 1.1.1.4. Простой метода погруженной границы для лечения препятствия потоку
- 1.1.1.5. Обобщенный метод «дискретных веществ» (упрощенный вариативный подход к ходу реакции)
- 1.1.1.6. Deardorff турбулентной вязкости подсеточной закрытие
- 1.1.1.7. Постоянное турбулентное Шмидта и Прандтля
- 1.1.1.8. Концепцию затухания вихря (быстро химии) для пошагового реакции между топливом и окислителем
- 1.1.1.9. Излучение серого газа с конечным объемом раствора для уравнения переноса излучения

1.1.2. Модели, однако, не ограничивается этим простым алгоритмам. Например, пользователь может указать несколько реакций, конечной скорости химии, широкополосные модели излучения, а также ряд других особенностей. Более подробное физике понести увеличился вычислительных затрат, и это возлагается на пользователя, чтобы оправдать дополнительные затраты с точки зрения улучшения точности. Варианты модели по умолчанию были выбраны на основе результатов самых разнообразных натурных экспериментов валидации [11].

1.1.3. Алгоритм, описанный ниже развивалась на протяжении примерно трех десятилетий. Первоначально он был предназначен для изучения плавучий шлейфа в Бусинеска предел, т. е. жидкость предполагается несжимаемой, но включали правую часть для плавучести. Этот подход был основан на давнюю традицию в огне исследований моделирования движения дыма использованием окрашенной воде соли вводят в емкость с пресной водой. В конце концов, этот подход оказался слишком ограничивающей, но некоторые из основных особенностей алгоритм, как и низкий приближение числа Маха, были сохранены.

1.2. Формализм LES

1.2.1. Уравнений для моделирования крупных вихрей (LES) получают путем применения фильтра нижних частот, параметризованные шириной D , для уравнений переноса массы, импульса и энергии. Для наших целей достаточно, чтобы думать что фильтруются поля в уравнениях LES как ячейки. Например, в 1D отфильтрованного плотности для ячейки шириной D представляет

$$\bar{\rho}(x,t) = \frac{1}{\Delta} \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} \rho(r,t) dr. \quad (2.1)$$

1.2.2. В FDS, ширина фильтра D эквивалентна местной dx размера ячейки и является ключевым параметром в подмодели для турбулентной вязкости и масштабы реакции обсуждаться позже. Практика принятия $D=dx$ называется неявной фильтрации. Это важно понимать, однако, что неявные фильтрации не означает диссипативных цифр. FDS использует кинетическую-энергосберегающих центральных схем для импульса с физическим основе закрытий для турбулентного напряжения. В дальнейшем, фильтр формализм смягчены (Оверлайна обозначения подавляется для ясности), так как никаких явных фильтрации операции не выполняются в алгоритме. Подробный вывод уравнений формальной LES представлена в Главе 4.

1.3. Численная сетка

1.3.1. FDS предназначена для использования практикующих инженеров для различных средств противопожарной защиты и других тепловых потоков приложений. Следовательно, он должен быть относительно быстрой и надежной, и он должен быть прост для описания сценария. Это означает, что пользователь должен только указать небольшое количество числовых параметров, вместо этого сосредоточится на физическое описание проблемы. Поскольку расчетная область обычно включает в

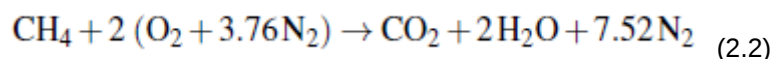
себя объем внутри здания, или все само здание, самый простой и очевидный расчетной сетки прямолинейна. В самом деле, поскольку FDS является большой моделью моделирования крупных вихрей (LES), равномерное зацепление является предпочтительным, и только числовые параметры выбраны конечным пользователем в трех измерениях сетки. Как только установлено, что это относительно просто определить прямоугольную препятствия, которые определяют геометрию уровня разрешения определяется сетки. Эти препятствия "SNAP" к основной сетке, очень простая форма метода погруженной границы (IBM).

- 1.3.2. Основные уравнения аппроксимируются использованием второго порядка точности конечных разностей на коллекции равномерно распределенных трехмерных сеток. Несколько сеток могут быть обработаны параллельно, используя Интерфейс передачи сообщений (MPI) библиотек. Скалярные величины относятся к центру каждой ячейки сетки; компоненты вектора назначены на соответствующие поверхности ячеек. Это то, что обычно называют шахматной сеткой [12]. Его основной целью является, чтобы избежать "проверка-посадка" в давление-скорость связи по естественным представляющих скоростной напор ячейки расхождения, очень важный термодинамической величины в модели.

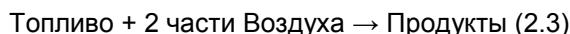
1.4. Масса и перенос веществ

- 1.4.1. Наиболее общее описание химии пожара реакции углеводородного топлива с кислородом, который производит диоксид углерода и водяной пар. Из-за пожара является относительно неэффективным процессом горения с участием нескольких газообразных веществ, которые содержат больше, чем просто атомы углерода и водорода, количество газообразного вещества отслеживать при моделировании, практически безграничны. Однако, чтобы сделать моделирование послушным, то ограничить количество топлива, чтобы один, как правило, число реакций на один или два. Мы также оставить открытой возможность, что реакция не может начать из-за отсутствия достаточного количества кислорода в поступающем потоке воздуха, а при пожаре в закрытом отсеке погаснет. Даже при таком упрощенном подходе к химии, нам все еще нужно, чтобы отслеживать по крайней мере шесть видов газообразных веществ (топливо, O₂, CO₂, H₂O, CO, N₂), а также частицы сажи. Если предположить, что одной стадии реакции, нам не нужно решать явно семь уравнений переноса. На самом деле, мы только нужно решить две - одна для топлива и одна для продуктов. Воздух все, что не является ни топлива, ни продуктов. В то время как топлива одного газообразного вещества, воздуха и продуктов, что часто называют «дискретными веществами». Дискретные вещества представляет собой смесь газообразных веществ которые переносятся вместе (т.е. дискретные вещества имеют один набор свойств переноса) и реагировать вместе, так и с точки зрения численной модели можно рассматривать как единый вид. На самом деле, уравнения переноса массы не делают различия между одним веществом или дискретными веществами. Например, воздух является дискретным веществом, которое состоит из азота, кислорода и следовые количества водяного пара и диоксида углерода. Мы используем символы Z_A, Z_F и Z_P для обозначения массовых долей воздуха, топлива и продуктов (Z_A = 1 - Z_F - Z_P). Массовые доли дискретных веществ линейно связаны массовыми долями элементарных веществ, Y_a, таким образом, переход от одного к другому является простым делом выполнения матричного умножения.

- 1.4.2. Например, полное сжигание метана:



выражается как



и элементарные вещества могут быть восстановлены из дискретных веществ с помощью

$$\begin{bmatrix} 0.77 & 0.00 & 0.73 \\ 0.23 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 1.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.15 \\ 0.00 & 0.00 & 0.12 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_A \\ Z_F \\ Z_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{\text{N}_2} \\ Y_{\text{O}_2} \\ Y_{\text{CH}_4} \\ Y_{\text{CO}_2} \\ Y_{\text{H}_2\text{O}} \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

- 1.4.3. Обратите внимание, что столбцы матрицы являются массовые доли элементарных веществ в пределах данного дискретного вещества.

- 1.4.4. Подход дискретных веществ не меняет основных уравнений переноса массы. Уравнение для общей массы выглядит так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \dot{m}_b''' \quad (2.5)$$

1.4.5. Следует отметить, что правая часть уравнения представляет собой добавление массы от испарения капель или других частиц подсеточного масштаба, которые представляют спринклер и струи топлива, растительность, и любой другой тип небольшого, неразрешимого объекта. Эти объекты предполагаются не занимать ни один из томов, поэтому их видят основные уравнения как точечные источники массы, импульса и энергии. Важно отметить, однако, что испаряемые вещества массы должны быть одни, для которых явное уравнение переноса решено. Например, водяной пар является продуктом сгорания, но также образуется путем испарения разбрызгиватель капель. В таких случаях, необходимо обеспечить явное уравнение переноса водяного пара провести различие между тем, что формируют сгорания и тем, что испаряется из капель.

1.4.6. Уравнение переноса для каждого из дискретных веществ минус один (обычно воздух) имеет тот же вид, что и уравнение переноса для одного вещества:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Z_\alpha) + \nabla \cdot (\rho Z_\alpha \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\rho D_\alpha \nabla Z_\alpha) + \dot{m}_\alpha''' + \dot{m}_{b,\alpha}''' \quad (2.6)$$

1.4.7. Здесь $\dot{m}_{b,00}''' = \dot{m}_{b,00}'''$ это объем выработки веществ путем испарения капель или частиц. Суммируя эти уравнения со всеми веществами, получаем исходное уравнение сохранения массы, потому что $\sum_\alpha Z_\alpha = 1$ и $\dot{m}_{b,00}''' = 0$ и $\dot{m}_{b,00}''' = \dot{m}_{b,00}'''$, по определению, быть и потому, предполагается, что $\sum_\alpha \rho D_\alpha \nabla Z_\alpha = 0$. Последнее утверждение не соответствует действительности, в целом. Тем не менее, уравнения переноса решаются для общей массы и все, кроме одного из веществ, не-курсирующих что коэффициент диффузии неявного вещества выбрана так, что сумма всех диффузионного потока равна нулю.

1.5. Приближение низшего числа Маха

1.5.1. Рем и Баум [9] заметил, что для низких скоростей вращения, как огонь, пространственно и временно решен давление p можно разложить на «фон» давление, $p(z, t)$, и плюс возмущение, $\tilde{p}(x; y, z, t)$, и только фоновое давление сохраняется в уравнение состояния (закон идеального газа):

$$\bar{p} = \rho T R \sum_\alpha \frac{Z_\alpha}{W_\alpha} \equiv \frac{\rho R T}{W} \quad (2.7)$$

1.5.2. Отметим, что g пространственной координаты в направлении действия силы тяжести, таким образом, стратификации атмосферы включен в фоновом режиме давления. Возмущений, $\tilde{p}$, приводит движение жидкости. Это приближение имеет ряд последствий. Во-первых, здание отсеки соединены через систему отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха (HVAC) может поддерживать каждого отдельного давления фоне. Воздушные потоки между отсеками могут быть описаны в отношении различий в фоновом режиме давления, что исключает необходимость решить подробное уравнений потока в вентиляционных каналов.

1.5.3. Второе следствие низкого приближении число Маха, что внутренняя энергия, E и энтальпии, h , не может быть связано с точки зрения термодинамических (фон) давление: $h = e + p/\rho$. Уравнение сохранения энергии может быть записана с точки зрения явной энтальпии, h_s :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_s) + \nabla \cdot (\rho h_s \mathbf{u}) = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \dot{q}''' - \dot{q}_b''' - \nabla \cdot \dot{q}'' \quad (2.8)$$

1.5.4. Элемент $\dot{q}'''$ является скоростью выделения тепла на единицу объема от химической реакции. Элемент $\dot{q}_b'''$ является энергией, передаваемой подсеточного масштаба каплям и частицам. Элемент $\dot{q}''$ представляет собой проводящие, диффузионные тепловые потоки излучения:

$$\dot{q}'' = -k \nabla T - \sum_\alpha h_{s,\alpha} \rho D_\alpha \nabla Z_\alpha + \dot{q}_r'' \quad (2.9)$$

где k это теплопроводность и D_α это коэффициент диффузии веществ α .

1.5.5. Уравнение (2.8) не решается явно. Вместо этого, дивергенция скорости раскладывается следующим образом:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{\rho h_s} \left[\frac{D}{Dt}(\bar{p} - \rho h_s) + \dot{q}''' + \dot{q}_r''' - \dot{q}_b''' - \nabla \cdot \dot{q}'' \right] \quad (2.10)$$

1.5.6. Решатель гидродинамики гарантирует что Уравнение (2.10) выполнено. Отсюда следует, что Уравнение (2.8) также выполнено (энергия сохраняется).

1.5.7. Расширение материальных производных в правой части Уравнения (2.10) производит довольно сложное выражение для дивергенции, которая включает правую часть и часть распространения из

массы, веществ и уравнений сохранения энергии. Его значение для общего алгоритма является то, что она может быть вычислена с использованием только термодинамических переменных γ , Z_a , и p . Как будет показано ниже, для достижения прогресса в скорости потока во времени сначала оценить термодинамических переменных на следующем шаге по времени, вычислить дивергенцию, а затем решить уравнение для давления, которые будут гарантировать, что дивергенция обновляется скорости идентична той, которая вычисляется только из термодинамических переменных.

1.6. Перенос импульса

1.6.1. Отмечая векторное тождество $(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}$ и определение застоя энергии на единицу массы $H = \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + \frac{p}{\rho}$, уравнение импульса можно записать (см. Главу 4 для детального вывода)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} + \nabla H - \tilde{p} \nabla(1/\rho) = \frac{1}{\rho} \left[(\rho - \rho_0) \mathbf{g} + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \right] \quad (2.11)$$

1.6.2. Элемент $\mathbf{f}_b$, представляет силу сопротивления со стороны подсеточного масштаба частиц и капель. Вязких напряжений, $\boldsymbol{\tau}$, закрыта с помощью градиента диффузии с турбулентной вязкости, полученные из вязкости Deardorff вихревые модели [13, 14].

1.6.3. Это удобно, чтобы написать это уравнение в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{F} + \nabla H = 0 \quad (2.12)$$

1.6.4. так что уравнение Пуассона для давления может быть получена путем принятия его расхожимость:

$$\nabla^2 H = - \left[\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{F} \right] \quad (2.13)$$

1.6.5. Обратите внимание на внешнем виде производной по времени от дивергенции. Это важная особенность схемы поодного времени. Отметим также, что правая сторона уравнения Пуассона сохраняет элемент, который включает в себя возмущение давления, $\tilde{p} \nabla(1/\rho)$. Этот элемент обозначает бароклинный момент силы. Он входит в правой стороне уравнения Пуассона при использовании его значение из предыдущего шага времени. Это приближение позволяет решать разъемные формы уравнения Пуассона, для которых есть быстрые, прямые решатели, которые оптимизированы для равномерных сетках [15].

1.7. Горение и излучение

1.7.1. FDS описывается как "модель пожара", потому что она включает в себя правую часть и граничные условия, которые описывают турбулентные сжигание газообразного топлива и кислорода, перенос теплового излучения через горячую, сажей газов, термическое разложение реальных материалов, активация спринклеров и дыма, перенос воды и жидких капель топлива, а также ряд других особенностей, которые описывают пожаров внутри и снаружи зданий.

1.7.2. Горение и излучение вводятся в основные уравнения с помощью правой части, $\dot{q}'''$ и $\dot{q}''$, в уравнении переноса энергии. Так как энергия уравнение не решается явно, эти элементы найти свой путь в выражение для дивергенции.

1.7.3. Горение

1.7.4. Для большинства приложений, FDS использует модель горения, основанную на смешивание ограниченный, бесконечно быстрая реакция дискретных веществ. Дискретные вещества это реагирующие скалярные величины, которые представляют собой смесь веществ. Например, воздух является дискретным веществом, которое представляет собой смесь азота, кислорода, водяного пара и диоксида углерода. Реакция топлива и кислорода не обязательно мгновенная и полная, и есть несколько дополнительных схем, которые разработаны, чтобы предсказать степень сгорания в недостаточно проветриваемых помещениях.

1.7.5. Для бесконечно быстрой реакции, вещества-реагенты в данной ячейки сетки преобразуются в продукты веществ со скоростью, определяемой по характерному времени смешивания, t_{mix} . Скорость выделения тепла на единицу объема определяется путем суммирования скорости массового производства дискретных веществ на время их теплоты образования

$$\dot{q}''' = - \sum_{\alpha} \dot{m}_{\alpha}''' \Delta h_{f,\alpha} \quad (2.14)$$

1.7.6. Подробная информация о t_{mix} и $\dot{m}_{\alpha}'''$ обсуждается в Главе 5.

1.7.7. Излучение

1.7.8. Чистый вклад от теплового излучения в уравнении энергии определяется по формуле:

$$\dot{q}_r''' \equiv -\nabla \cdot \dot{q}_r''(\mathbf{x}) = \kappa(\mathbf{x}) [U(\mathbf{x}) - 4\pi I_b(\mathbf{x})] \quad ; \quad U(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{x}, s') ds' \quad (2.15)$$

где $\kappa(\mathbf{x})$ является коэффициент поглощения, $I_b(\mathbf{x})$ является правой частью, и $I(\mathbf{x}; s)$ является решением уравнения переноса излучения (RTE) для не рассеивающегося серого газа:

$$s \cdot \nabla I(\mathbf{x}, s) = \kappa(\mathbf{x}) [I_b(\mathbf{x}) - I(\mathbf{x}, s)] \quad (2.16)$$

1.7.9. В практическом моделировании, спектральную зависимость I , I_b , и κ не могут быть решены точно, да и не имеем надежных данных для неидеальных топлива типичных реальных пожаров. В то время как FDS имеет право делить спектр излучения в относительно небольшое число полос и решить отдельное уравнение переноса излучения (RTE) для каждого диапазона, как правило, не требуется, поскольку в реальных пожарах, сажа является доминирующим источником и стоком теплового излучения и не особенно чувствительны к длине волны. Средний коэффициент поглощения, κ , является функцией состава веществ и температуры. Его значения получены табличный поиск использовании модели узкой зоны, RadCal [16].

1.7.10. Правая часть, I_b , требует специального лечения из-за ограниченного разрешение основного расчетной сетки в непосредственной близости от пламени. В больших масштабах моделирования огня, ячейки сетки, как правило, порядка десятков сантиметров. Относительно тонкие листы пламя не может быть решена, в этом случае решена температурное поле не будет отражать истинную температуру можно было бы ожидать найти в зоне реакции. Следовательно, правая часть аппроксимируется в ячейках сетки, где топливо и кислород реагируют. В другом месте, подсеточной температурного поля однородна и правая часть вычисляется непосредственно:

$$\kappa I_b = \begin{cases} \kappa \sigma T^4 / \pi & \text{Вне зоны пламени,} & \dot{q}''' = 0 \\ C \kappa \sigma T^4 / \pi & \text{Внутри зоны пламени,} & \dot{q}''' > 0 \end{cases} \quad (2.17)$$

1.7.11. Постоянная C регулируется динамически, что интегральное количество $\sigma \cdot \dot{q}'''_{000}$ выполняется для каждой сетки. Здесь, σ является эмпирической оценки глобальной часть этой энергии, излучаемой в качестве теплового излучения. Как правило, закопченные огонь излучает примерно одну треть от общей энергии сгорания.

1.7.12. Уравнение излучения решается с помощью способа, подобного метода конечных объемов для конвективного переноса, таким образом, имея, данное ей, является метод конечных объемов (МКО). При использовании приблизительно 100 дискретных углов, которые обновляются в течение нескольких временных шагов, конечный объем решатель требует около 20% от общего времени центрального процессора расчета небольших затратах с учетом сложности теплопередачи излучения.

1.7.13. Капли воды могут поглощать и рассеивать тепловое излучение. Это важно в случаях, связанных тумана разбрызгиватели, но и играет важную роль во всех случаях пожаротушения. Коэффициенты поглощения и рассеяния основаны на теории Ми. Рассеяние от газообразных веществ и сажи не включено в модель.

1.8. Процедура решения

1.8.1. В данной ячейки сетки на n th шаге по времени, у нас есть плотность, ρ^n , массовые доли дискретных веществ, Z_{na} , вектор скорости, u^n , и колебания застоя энергии на единицу массы $1, H_n$. Кроме того, в каждом отсеке в расчетной области, у нас есть фоновое давление, p^n . Температура находится из уравнения состояния. Эти переменные являются передовыми во временное пользование явного второго порядка предиктор/корректор схеме. Основные процедуры заключается в следующем:

1 - По всему этому документу H может быть также названо просто возмущение давления.

1.8.2. Предсказатель

1.8.2.1. Оцените τ , Z_a , и p на следующем шаге по времени с явным шагом Эйлера. Например, плотность оценивается

$$\frac{\rho^* - \rho^n}{\delta t} + \nabla \cdot \rho^n u^n = 0 \quad (2.18)$$

1.8.2.2. Звездочкой отмечены первого порядка точную оценку на следующем шаге по времени. Следует отметить, что правая часть занимает много времени разделение, как описано ниже.

1.8.2.3. Вычислите температуру, T^* , из уравнения состояния.

1.8.2.4. Вычислите дивергенцию, $(\nabla \cdot \mathbf{u})^*$, из Уравнения (2.10) с использованием расчетных термодинамических величин. Обратите внимание, что мы используем скобки, чтобы подчеркнуть, что оценка поля скоростей, $\mathbf{u}^*$, на следующем шаге по времени не вычислено еще, только расхождение его.

1.8.2.5. Решите уравнение Пуассона для элемента давления:

$$\nabla^2 H^n = - \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})^* - \nabla \cdot \mathbf{u}^n}{\delta t} - \nabla \cdot \mathbf{F}^n \quad (2.19)$$

1.8.2.6. Оцените скорость на следующем шаге времени.

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\delta t} + \mathbf{F}^n + \nabla H^n = 0 \quad (2.20)$$

1.8.2.7. Обратите внимание, что эта процедура гарантирует, что расхождение расчетных поля скоростей, $\nabla \cdot \mathbf{u}^*$, тождественно равна дивергенция, который является производным от расчетной термодинамических величин, $(\nabla \cdot \mathbf{u})^*$, в Шаге 3.

1.8.2.8. Убедитесь, что шаг по времени, δt , удовлетворяет условию стабильности CFL1:

$$\delta t \max \left(\frac{|u|}{\delta x}, \frac{|v|}{\delta y}, \frac{|w|}{\delta z} \right) < 1 \quad (2.21)$$

1.8.3. Если интервал времени является слишком большим, она снижается так, что она удовлетворяет CFL и процедура возвращается к началу временного шага. Если критерий устойчивости выполняется, то процедура продолжается до корректора шаг.

1.8.4. Корректор

1.8.4.1. Исправьте плотность на следующем временном шаге.

$$\frac{\rho^{**} - \frac{1}{2}(\rho^n + \rho^*)}{\delta t/2} + \nabla \cdot \rho^* \mathbf{u}^* = 0 \quad (2.22)$$

1.8.4.2. Массовые доли дискретных веществ и фоновое давление корректируются таким же образом.

1.8.4.3. Вычислите температуру, T^{**} , из уравнения состояния.

1.8.4.4. Время расщепления для правой части уравнения массы. После шага корректора для схемы переноса, правая часть применяется к скаляров (как для химических реакций и Лагранжевых частиц). Правая часть оценивается с помощью повторного результаты от скорректированной скалярной схемы переноса. Например,

$$\frac{(\rho Y_\alpha)^{n+1} - (\rho Y_\alpha)^{**}}{\delta t} = \dot{m}_{\alpha,ijk}^m(\mathbf{Y}^{**}, T^{**}) \quad (2.23)$$

1.8.4.5. Благодаря обновленной плотности и составу, вычислите конечную температуру, T^{n+1} , из уравнения состояния.

1.8.4.6. Вычислите дивергенцию, $(\nabla \cdot \mathbf{u})^{n+1}$, из исправленных термодинамических величин.

1.8.4.7. Вычислите давление с использованием рассчитанных величин.

$$\nabla^2 H^* = - \left[\frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})^{n+1} - \frac{1}{2}(\nabla \cdot \mathbf{u}^* + \nabla \cdot \mathbf{u}^n)}{\delta t/2} \right] - \nabla \cdot \mathbf{F}^* \quad (2.24)$$

1.8.4.8. Исправьте скорость на следующем временном шаге.

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \frac{1}{2}(\mathbf{u}^* + \mathbf{u}^n)}{\delta t/2} + \mathbf{F}^* + \nabla H^* = 0 \quad (2.25)$$

1.8.5. Отметим еще раз, что дивергенция поля скоростей исправлены тождественно равна дивергенция, которая была вычислена в Шаге 5.

1- В режиме DNS, условие Фон Неймана также проверяется.

2. МАССА, ВЕЩЕСТВА И ПЕРЕНОС ЭНТАЛЬПИИ

2.1. Обзор

2.1.1. В этой главе подробно описывается уравнением состояния в нижний предел числа Маха, приближение конечной разностью массы и уравнения сохранения веществ, и роль расходимости потока в качестве суррогата уравнения переноса энтальпии. Благодаря использованию низкого приближения числа Маха, уравнение сохранения энергии не решается явно, а определяется неявно через расходимость потока поля, которое содержит правые части для горения и излучения.

2.2. Уравнение состояния

2.2.1. Отличительной особенностью модели CFD является режим скорости потока (по отношению к скорости звука), для которой он предназначен. Кодов высокой скорости потока включает эффекты сжимаемости и ударных волн. Низкие скоростные решатели, однако, явно устранения эффекта сжимаемости, которые порождают акустические (звуковые) волны. Навье-Стокса, описывающие распространение информации на скорости сравнима с потоком жидкости (для огня, приблизительно 10 м / с), но и на скорости сравнима с звуковых волн (в неподвижном воздухе, 300 м/с). Решение дискретизированной форма этих уравнений потребует чрезвычайно малых шагов по времени для того, чтобы объяснить информацию путешествия со скоростью звука, что делает практическое моделирование трудно.

2.2.2. После работы и Рем и Баум [9], приближение к уравнению состояния производится путем разложения давление в «фон» компонент и возмущение. Предполагается, что компонент фона давление может отличаться от отсека в отсек. Если объем в расчетную область изолирована от других томов, кроме как через пути утечки или вентиляционные трубы, он упоминается как "зона давления", их собственным давлением фоне. Поле давления в m th зоне, например, является линейной комбинацией его компонент фона и поток индуцированного возмущение:

$$p(\mathbf{x}, t) = \bar{p}_m(z, t) + \tilde{p}(\mathbf{x}, t) \quad (3.1)$$

2.2.3. Следует отметить, что фоновое давление является функцией z , вертикальной пространственной координаты и времени. Для большинства приложений отсека пожар, вечера мало изменяется с высотой или времени. Однако в ситуациях, когда давление увеличивается из-за пожара в плотно закрытом корпусе, или когда высота домена является значительным, вечера принимает эти эффекты во внимание [17]. Внешнее поле давления обозначается $p_0(z)$. Следует отметить, что индекс 0 обозначает внешний расчетной области, а не времени 0. Это предполагаемое стратификации атмосферы давления, которое служит как начальные и граничные условия для основных уравнений.

2.2.4. Целью разложения давление является то, что для низкого числа Маха потока, можно предположить, что температура и плотность обратно пропорциональны и, следовательно, уравнение состояния (в m th зоне давления) может быть аппроксимировано

$$\bar{p}_m = \rho T R \sum_{\alpha} \frac{Z_{\alpha}}{W_{\alpha}} = \frac{\rho T R}{\bar{W}} \quad (3.2)$$

2.2.5. Вспомните из Раздела 2.3, что Z_{α} это массовая доля дискретных веществ α . Давление p в уравнениях состояния и энергии заменяется фоновым давлением p_m , чтобы отфильтровать звуковые волны, которые перемещаются со скоростью, намного быстрее, чем типичная скорость потока ожидается в огне приложений. Дозвукового предположения служит двум целям. Во-первых, фильтрации акустических волн означает, что шаг по времени в численном алгоритм связаны только скоростью потока в отличие от скорости звука и, во-вторых, модифицированные уравнения состояния приводит к сокращению числа зависимых переменных Система уравнений на единицу. Уравнение энергии (2.8) явно не решена, а, скорее, его правые части также включены в выражение для потока расхождения, которые будут обсуждаться далее в этой главе. Когда поле скоростей удовлетворяет указанным расхождения термодинамических, консервативная форма уравнения явной энтальпии удовлетворяется строительства.

2.2.6. Стратификация атмосферы получена из соотношения

$$\frac{d\bar{p}_0}{dz} = -\rho_0(z) g \quad (3.3)$$

где ρ_0 это плотность фона и $g = 9.8 \text{ m/s}^2$. Используя Уравнение (3.2), фоновое давление может быть записано в виде функции температуры фона, $T_0(z)$

$$\bar{p}_0(z) = p_\infty \exp \left(- \int_{z_\infty}^z \frac{\bar{W} g}{R T_0(z')} dz' \right) \quad (3.4)$$

где индекс бесконечности как правило, относится к земле. Линейное расслоение температура атмосферы может быть указан пользователем таким образом, что $T_0(z) = T_\infty + Gz$ где T_∞ означает температуру, при земле и G является градиентом (например, $G = 0.0098 \text{ K/m}$ является адиабатического градиента). В этом случае p_0 и g_0 , полученных из Уравнений (3.4) и (3.2), соответственно. Тогда можно показать, что для $G \neq 0$ давление стратификация становится

$$\bar{p}_0(z) = p_\infty \left(\frac{T_0(z)}{T_\infty} \right)^{\bar{W} g / R \Gamma} \quad (3.5)$$

2.3. Масса и перенос веществ

2.3.1. Уравнения плотности и переноса веществ решаются с использованием той же основной схемы предиктор-корректор. Элементы адвекции написаны на расхождение потока (консервативный) форме. В предсказатель шаг, плотность в ячейке i, j, k во время уровня $n+1$ оценивается на основе информации на n th уровне

$$\frac{\rho_{ijk}^* - \rho_{ijk}^n}{\delta t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}^{\text{FL}} \mathbf{u})_{ijk}^n = 0 \quad (3.6)$$

2.3.2. Величина $\bar{r}^{\text{FL}}$ указывает ограничитель потока применяемый к номинальной величине ячейки, как обсуждается ниже в Разделе 3.2.1.

2.3.3. После предсказание скорости и фоновое давление в момент времени уровня $n+1$, плотность корректируется с помощью

$$\frac{\rho_{ijk}^{n+1} - \frac{1}{2} (\rho_{ijk}^n + \rho_{ijk}^*)}{\frac{1}{2} \delta t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}^{\text{FL}} \mathbf{u})_{ijk}^* = 0 \quad (3.7)$$

2.3.4. Уравнения сохранения веществ различаются таким же образом, с добавлением диффузионного члена (в том числе турбулентной диффузии¹):

$$\frac{(\rho Z_\alpha)_{ijk}^* - (\rho Z_\alpha)_{ijk}^n}{\delta t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} Z_\alpha^{\text{FL}} \mathbf{u})_{ijk}^n = \nabla \cdot (\rho D_\alpha \nabla Z_\alpha)_{ijk}^n \quad (3.8)$$

при шаге предиктора, и

$$\frac{(\rho Z_\alpha)_{ijk}^{**} - \frac{1}{2} [(\rho Z_\alpha)_{ijk}^n + (\rho Z_\alpha)_{ijk}^*]}{\frac{1}{2} \delta t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} Z_\alpha^{\text{FL}} \mathbf{u})_{ijk}^* = \nabla \cdot (\rho D_\alpha \nabla Z_\alpha)_{ijk}^* \quad (3.9)$$

при шаге корректора. Модели для турбулентной вязкости μ_t обсуждается в Разделе 4.2. Турбулентное число Шмидта является постоянным со значением по умолчанию $\text{Sct} = 0.5$.

2.3.5. Правая часть для массы из-за химии, испарения, или пиролиза сплит-тайм и прикладных после корректировки шага (см. Раздел 3.2.2).

2.3.6. Если правые части отсутствуют, получаем $(\rho Z_\alpha)_{ijk}^{n+1} = (\rho Z_\alpha)_{ijk}^{**}$.

2.3.7. Ограничители потока

2.3.8. Ограничитель потока форма интерполяции схема, которая зависит от местного состояния поля и скалярного потока данных. Простая линейная интерполяция ячейки в центре скалярных данных в поверхность ячейки может привести к центральной разностной схеме. Такие чисто центру схемы, генерирует невыносимое уровни дисперсии ошибки (ложный покачивания), ведущие к нефизические результаты, такие как отрицательные плотности или массового фракций вне диапазона $[0, 1]$. Для

2.3.9. решения этой проблемы, FDS основывается на двух схемах: ограничитель потока (см. ниже), который обрабатывает большую часть проблемы, и поток коррекции (см. Приложение F), которая добавляет минимальное количество численных диффузии для поддержания ограниченности.

1 - В режиме DNS, молекулярной диффузии основан на смеси усредненной двоичный диффузии Фика. В режиме LES, по умолчанию, коэффициент диффузии берется из молекулярной и турбулентной вязкости, деленной на турбулентное число Шмидта. То есть, чтобы сохранить цену, мы приближаем молекулярной плюс турбулентной диффузии от $(m + mt) = Sct$. При необходимости в режиме LES, устанавливая RESEARCH_MODE = . TRUE. на MISC, молекулярные и турбулентные коэффициенты переноса рассматриваются отдельно, $rDa + mt = Sct$ (на добавленную стоимость). То же самое касается температуропроводности.

2.3.10. Для равномерной скоростью потока, фундаментальное свойство точное решение уравнения, скалярного переноса является то, что полное изменение скалярного поля (сумма абсолютных значений скалярного различия между соседними ячейками) либо сохранена или уменьшена (никогда не увеличилось). Другими словами, никаких новых экстремумов не создаются. Численные схемы, которые сохраняют это свойство называются схемами уменьшения полной вариации (TVD). Практическая важность использования схемы TVD для пожарных моделирования является то, что такая схема способна точно отслеживать когерентных вихревых структур в турбулентном пламени и не развивается ложный зоны реакции.

2.3.11. FDS использует два схемы TVD второго порядка в качестве опции для скалярного переноса: Superbee и CHARM. Superbee [18] рекомендуется для LES поскольку он более точно сохраняет скалярное дисперсии для грубой сетки решений, которые ожидают, не будет гладким. Из-за крутизны градиента применяется в Superbee, однако, ухудшает сходимость при малом шаге сетки для гладких решений (метод вернется к ступенчатую модель вместо точного решения). CHARM [19], хотя и чуть более, чем диссипативные Superbee, сходится, и поэтому является лучшим выбором для расчетов DNS, где фронт пламени хорошо решены.

2.3.12. Чтобы проиллюстрировать, как ограничители потока применяются к скалярным уравнениям переноса, ниже мы дискретизации Уравнения (3.6) в одном измерении:

$$\frac{\rho_i^* - \rho_i^n}{\delta t} + \frac{\bar{\rho}_{i+\frac{1}{2}}^{FL} u_{i+\frac{1}{2}} - \bar{\rho}_{i-\frac{1}{2}}^{FL} u_{i-\frac{1}{2}}}{\delta x} = 0 \quad (3.10)$$

2.3.13. Обратите внимание, что $\pm 1/2$ ffices указывает номинальное значение для конкретной ячейки i . Потока ограниченной скалярного значения (плотность в этом случае) умножает слева пошатнулся, границентрированная скорости, чтобы сформировать поток скалярного адвективные. Напомним, что эти значения скорости исходные переменные в расчете – они не интерполяции. Рассмотрим поверхность $i + 1/2$ между ячейками i и $i+1$, и пусть f обозначать общую переменную скалярному, как g или gZa . Местное (loc) и вверх (up) данных вариации

$$\delta\phi_{loc} = \phi_{i+1} - \phi_i \quad (3.11)$$

$$\delta\phi_{up} = \begin{cases} \phi_i - \phi_{i-1} & \text{if } u_i > 0 \\ \phi_{i+2} - \phi_{i+1} & \text{if } u_i < 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

2.3.14. Ограничитель функции $B(r)$ зависит от верхнего до локального соотношения данных, $r = dfup=dfloc$. В FDS, варианты функцию ограничителя включать [20]

Ограничитель потока	$B(r)$
Центральная Разница	1
Годунов	0
MINMOD	$\max(0; \min(1; r))$
Superbee [18] (по умолчанию LES)	$\max(0; \min(2r; 1); \min(r; 2))$
CHARM [19] (по умолчанию DNS)	$s(3s+1)=(s+1)^2; s = 1-r$
MP5 [21]	см. ниже

2.3.15. Для центральных разностей, Годунов, MINMOD и Superbee ограничители, скалярное номинальное значение находится из

$$\bar{\phi}_{i+1/2}^{FL} = \begin{cases} \phi_i + B(r) \frac{1}{2} \delta\phi_{loc} & \text{if } u_i > 0 \\ \phi_{i+1} - B(r) \frac{1}{2} \delta\phi_{loc} & \text{if } u_i < 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

2.3.16. Для CHARM, номинальное значение равно [22]

$$\bar{\phi}_{i+1/2}^{\text{FL}} = \begin{cases} \phi_i + B(r) \frac{1}{2} \delta \phi_{\text{up}} & \text{if } u_i > 0 \\ \phi_{i+1} - B(r) \frac{1}{2} \delta \phi_{\text{up}} & \text{if } u_i < 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

2.3.17. Схемы MP5 Суреш и Хюинь [21] основаны на наблюдениях, что три точки, не может отличить экстремумов и разрывов. Функциональная форма ограничителя не так прост, как три точки описанные выше схемы, поэтому мы отсылаем читателя к оригинальной работе или код FDS источник для подробной информации. Но основная идея метода заключается в использовании пятибалльной трафарет, три против ветра и по ветру два, реконструировать номинальное значение ячейки, с учетом как точность и сохраняющих монотонность ограничений. Дополнительным преимуществом MP5 схемы является то, что он был разработан специально с сильным сохраняющих стабильность (SSP) Рунге-Кутта время дискретизации в виду. Предиктор-корректор схема используется FDS аналогична схеме второго порядка SSP, описанной в [23].

2.3.18. Примечания по реализации

2.3.19. На практике мы задаем $r = 0$ изначально и только вычисляем r если знаменатель не равен нулю. Заметим, что для $\text{dfloc} = 0$ не имеет значения, какой ограничитель (0-3) используется: все ограничители дают одинаковое скалярное номинальное значение. Для CHARM мы устанавливаем $r = 0$ и $B = 0$ изначально и только вычисляем B , если $r > 0$ (это требует чтобы при вариации данных получался одинаковый знак). В противном случае, CHARM сводится к схеме Годунова.

2.3.20. Центральная Разница, Годунов, и MINMOD ограничители для полноты, отладки и образовательных целей. Эти схемы имеют небольшую утилиту для типичных приложений FDS.

2.3.21. Время для расщепления для правой части уравнения массы

2.3.22. После шага корректора схемы переноса, правые части уравнений применяются к скалярам. Как правило, правые части уравнений связаны с испарением частиц или сгорание, и эти процессы вычисляются в конце временного шага. В случае сгорания общая масса ячейки сетки не меняется, а, скорее изменяются массовые доли веществ. Для испарения частиц, масса просто добавлены к ячейке, частица за частицей и массовые доли веществ корректируются соответствующим образом:

$$(\rho Z_{\alpha})_{ijk}^{n+1} = (\rho Z_{\alpha})_{ijk}^{**} + \delta t (\dot{m}_{\alpha}''' + \dot{m}_{b,\alpha}''')_{ijk} \quad (3.15)$$

2.3.23. Средняя химическая правая часть, $m'0A00$, обсуждается в Главе 5. Основная подсеточная правая часть, $m'0B0; 0a$, обсуждается в Главах 7 и 8 о твердой фазе пиролиза и Лагранжевых частицах, соответственно.

2.3.24. Граничные условия для температуры, массовой доли веществ и плотности

2.3.25. Температура газа, массовая доля веществ и плотность вычисляются в центре каждой ячейки сетки. На внешней границе или на границе внутренней обструкции, эти значения должны быть вычислены на поверхности ячейки, которая падает на границе интерфейса. В целом, температура на границе, T_w , вычисляется первым, а затем массовые доли веществ, $Z_{\alpha,w}$, с последующим плотность, ρ_w . Плотность, как правило, определяется из уравнения состояния:

$$\rho_w = \frac{\bar{P}_m}{RT_w \sum_{\alpha} (Z_{\alpha,w}/W_{\alpha})} \quad (3.16)$$

2.3.26. Здесь $\bar{P}_m$ обозначает фоновое давление региона в газовой фазе.

2.3.27. При необходимости, краевых линейно экстраполированы половина ячейки сетки в «призрак» ячейки для использования решателя в газовой фазе. В разделах ниже, значения в центре ячейки газовой фазе примыкающей к границе обозначается индексом "g" (для "газовой фазе", а не "призрак"), а значение на границе по "w" (для «стены»).

2.3.28. Твердые границы

2.3.29. На твердой границы, температура поверхности, T_w , либо указано или вычислено, как описано в Главе 7. Для расчета LES, конвективных тепловых потоков на поверхности определяется через эмпирический коэффициент теплопередачи h , а конвективный поток тепла на границе написано:

$$k \frac{T_g - T_w}{\delta n/2} = h (T_g - T_w) \quad (3.17)$$

где $\delta n=2$ представляет собой расстояние между центром ячейки с газом и поверхностью. Коэффициент конвективной теплопередачи, h , описан в Разделе 7.1.2. Для расчета DNS, конвективная теплопередача определяется непосредственно из просчитываться либо заданное температуры поверхности.

2.3.30. При твердой границе нет передачи массы, таким образом, граничное значение для смеси веществ а это просто

$$Z_{\alpha,w} = Z_{\alpha,g} \quad (3.18)$$

2.3.31. *Открытые границы*

2.3.32. Термин "открытый" обозначает нетвердых внешней границе расчетной области. Газы они могут проходить свободно и выходить. На этих границах, температура и массовые доли веществ берут на себя их соответствующие внешние значения если поток входящий, и берут на себя соответствующие значения в ячейку сетки, прилегающих к границе, если поток исходящий. Это простой наветренной граничное условие.

2.3.33. *Заданная массовая скорость*

2.3.34. Здесь массовая скорость веществ, $\dot{m}'_{\alpha}$, задается или вычисляется как часть общей твердой вычисление фазы. Для определения массовой доли смеси веществ на границе, Z_{α} , f , следующие уравнения должны быть решены итерационно

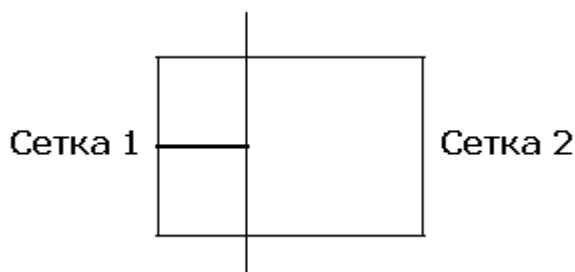
$$\sum_{\alpha} \dot{m}'_{\alpha} = \rho_w u_n \quad (3.19)$$

$$\dot{m}'_{\alpha} = u_n \rho_w Z_{\alpha,w} - (\rho D_{\alpha})_w \frac{Z_{\alpha,g} - Z_{\alpha,w}}{\delta n/2} \quad (3.20)$$

где u_n это нормальный компонент скорости на стене указывает на область потока и $dn=2$ представляет собой расстояние между центром газовой ячейки и стеной. Вместе с уравнением состояния, Уравнения (3.19) и (3.20) решаются итеративно для неизвестных ρ_w , u_n , и $Z_{\alpha,w}$. Температура поверхности, используемые в EOS зависит от теплового режима границы.

2.3.35. *Границы интерфейса сетки*

2.3.36. При моделировании с участием более чем одной численной сетки, информация должна передаваться между сетками, даже если сетки обрабатываются отдельными компьютерами. Если две сетки примыкают друг к другу, и ячейки сетки выровнены и тот же размер, то сетка просто использует плотность и массовые доли веществ соседней сетки, как "призрачные" значения ячеек. Однако в тех случаях, когда ячейки сетки не являются такой же размер, обмен информацией должно быть сделано более тщательно. Рассмотрим случай, когда две сетки встретить:



2.3.37. Мы хотим, чтобы общая массовая скорость и массовая скорость веществ между сетками, была одинаковой. Пусть плотность в ячейке $(1; j_0; k_0)$ Сетки 2 обозначать $\rho^{(2)}_{1; j_0 k_0}$. Предположим, что эта ячейка упирается в две ячейки Сетки 1. Плотности в двух примыкающих ячейках Сетки 1 обозначены $\rho^{(1)}_{1; j k}$. Следует отметить, что K и L не являются такими же, как j_0 и k_0 . L это количество ячеек в x направлении Сетки 1. Величины призрака ячейки в Сетке 1 имеют i с индексом $L+1$. Величины призрака ячейки в Сетке 2 имеют i с индексом 0. Мы хотим утверждать, сохранения массы на сетку интерфейса:

$$\sum_{j k} u^{(1)}_{L,j k} \rho^{(1)}_{w,j k} \delta y^{(1)} \delta z^{(1)} = u^{(2)}_{0,j' k'} \rho^{(2)}_{w,j' k'} \delta y^{(2)} \delta z^{(2)} \quad (3.21)$$

2.3.38. Для обеспечения этого условия, получаем $\rho^{(1)}_{w,j k}$ на сетке 1 и $\rho^{(2)}_{w,j_0 k_0}$ на сетке из 2 ограничителя потока (см. Раздел 3.2.1) После того как данные были обменены между сетками. Так как только один слой призрака ячейки происходит обмен, вторая против ветра значение данных линейно экстраполировать на поддержание второго порядка точности интерполированной плотности поверхности.

2.4. Дивергенция скорости

2.4.1. Из-за низкой предположение число Маха, дивергенция скорости (скорость объемного расширения) играет важную роль в общей схеме решения. В алгоритме FDS, расхождение это суррогат уравнения энергии. Расхождение вынесена из консервативная форма уравнения явной энтальпии (см. Приложение В), и когда расхождение ограничение выполняется (в жизнь обновление импульс и решение уравнения Пуассона для давления) консервативная форма уравнения явной энтальпии выполнены по построению.

2.4.2. Для зоны m th фоновое давление p_m , расхождение можно записать в виде

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = D - P \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} \quad (3.22)$$

где

$$P = \frac{1}{\bar{p}_m} - \frac{1}{\rho c_p T} \quad (3.23)$$

и

$$D = \frac{1}{\rho c_p T} [\dot{q}''' + \dot{q}_b''' + \dot{q}_r''' - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}'' - \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho h_s)] + \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} \left(\frac{\bar{W}}{W_{\alpha}} - \frac{h_{s,\alpha}}{c_p T} \right) \left[\nabla \cdot (\rho D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha}) - \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho Y_{\alpha}) + \dot{m}_{\alpha}''' + \dot{m}_{b,\alpha}''' \right] + P w \rho_0 g_z \quad (3.24)$$

2.4.3. Масса и основные элементы энергии

2.4.4. Объемные основные элементы в выражении расхождения требуют широкого обсуждения. Теплота сгорания, $q \cdot 000$, а средний химический основной элемент, $m \cdot 0A00$, подробно описаны в Главе 5, Горение. Источник излучения, $q \cdot 0r00$, обсуждается в Главе 6, Тепловое излучение. Основной источник тепла от Лагранжевых частиц, $q \cdot 0b00$, на долю которого приходится конвективное охлаждение и поглощение излучения, обсуждается в Главе 8, Лагранжевы частицы. Источник массовых масс от Лагранжевых частиц, $m \cdot 0b0;0a$, также можно найти в Главе 8.

2.4.5. Элементы диффузии

2.4.6. Тепловых и материальных диффузии члены Уравнения (3.24) являются чистой второго порядка центральных разностей. Например, термин тепловой проводимости разностей следующим образом:

$$(\nabla \cdot k \nabla T)_{ijk} = \frac{1}{\delta x} \left[k_{i+\frac{1}{2},jk} \frac{T_{i+1,jk} - T_{ijk}}{\delta x} - k_{i-\frac{1}{2},jk} \frac{T_{ijk} - T_{i-1,jk}}{\delta x} \right] + \frac{1}{\delta y} \left[k_{i,j+\frac{1}{2},k} \frac{T_{i,j+1,k} - T_{ijk}}{\delta y} - k_{i,j-\frac{1}{2},k} \frac{T_{ijk} - T_{i,j-1,k}}{\delta y} \right] + \frac{1}{\delta z} \left[k_{ij,k+\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk+1} - T_{ijk}}{\delta z} - k_{ij,k-\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk} - T_{ijk-1}}{\delta z} \right] \quad (3.25)$$

2.4.7. Теплопроводность интерфейса ячейки, обозначаемая индексом ячейки $\frac{1}{2}$, является средним значениями в двух соседних ячейках.

2.4.8. Поправки на Численное Смешивание

2.4.9. Вычисление разностей конвективных членов, $u \cdot \tilde{N}(\text{rhs})$ и $u \cdot \tilde{N}(\text{rYa})$, представляет сложность. Если не обращаться осторожно, тонкие вопросы, связанные с численной диффузии в скалярных схемах переноса может привести к значительным ошибкам сохранения в предполагаемой уравнения энергии. Надлежащая дискретизация этих элементов обсуждается в Приложении В.

2.4.10. Вычисление температуры

2.4.11. Средняя температура газа в ячейке, T , является производной от плотности и массовых долей веществ через уравнение состояния:

$$T_{ijk} = \frac{\bar{p}_m}{\rho_{ijk} R \sum_{\alpha=0}^{N_s} (Z_{\alpha,ijk} / W_{\alpha})} \quad (3.26)$$

2.4.12. Явная энтальпия

2.4.13. Явная энтальпия это функция температуры:

$$h_s = \sum_{\alpha} Z_{\alpha} h_{s,\alpha} \quad ; \quad h_{s,\alpha} = \sum_n Y_n h_{s,n} \quad ; \quad h_{s,n}(T) = \int_{T_0}^T c_{p,n}(T') dT' \quad (3.27)$$

2.4.14. Значения $h_{s,n}$ и $c_{p,n}$ для элементарных газообразных веществ получают из справочных таблиц NIST-JANAF [24]. Значения принимаются до ближайшего градуса Кельвина.

2.4.15. Вычисление подъема фонового давления

2.4.16. Описать, как фоновое давление m th зоны давления, после полудня, обновленный в времени, рассмотрим выражение для дивергенции написаны на компактные обозначения:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = D - P \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} \quad (3.28)$$

2.4.17. Элементы D и P определяются Уравнениями (3.24) и (3.23) соответственно. Индекс m указывает на количество зон давления, то есть объем в расчетной области, которые разрешено иметь свой собственный повышение давления фоне. Закрытом помещении внутри здания, например, зоны давления. Производная по времени от фонового давления m th зоны давления находится путем интегрирования Уравнения (3.28) над зоной объем (обозначается V_m)

$$\frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} = \left(\int_{\Omega_m} D dV - \int_{\partial \Omega_m} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} \right) / \int_{\Omega_m} P dV \quad (3.29)$$

2.4.18. Уравнение (3.29), по существу последовательность состояние, обеспечивая поток воздуха или возникновения пожара в герметичном отсеке приводит к соответствующему снижению расхождение в объеме.

2.4.19. Объединение зон давлений

2.4.20. В случае, когда барьер, разделяющий две зоны давление должно разрыв, Уравнение (3.29) модифицируется так, что давление во вновь подключен зон приводится в движение по направлению к равновесному давлению:

$$\bar{p}_{eq} = \sum_m \left(\bar{p}_m \int_{\Omega_m} P dV \right) / \sum_m \int_{\Omega_m} P dV \approx \frac{\sum_m V_m}{\sum_m (V_m / \bar{p}_m)} \quad (3.30)$$

2.4.21. Обратите внимание, что

$$\int_{\Omega_m} P dV \approx \frac{V_m}{\gamma \bar{p}_m} \quad (3.31)$$

где V_m объем зоны m и γ представляет собой отношение удельной теплоемкости. Чтобы управлять давлением внутри зоны подключены друг к другу, объемного расхода, применяется $\dot{V}_m$ для каждой зоны. Этот поток предназначен для перемещения газа из зоны с более высоким давлением в направлении зоны с более низким давлением. Уравнение (3.29) теперь будет выглядеть так:

$$\frac{\partial \bar{p}_{eq}}{\partial t} - \frac{\bar{p}_m - \bar{p}_{eq}}{\tau} = \left(\int_{\Omega_m} D dV - \int_{\partial \Omega_m} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} - \dot{V}_m^* \right) / \int_{\Omega_m} P dV \quad (3.32)$$

2.4.22. Это уравнение решается для V_m . Первый элемент в левой части является изменение равновесного давления со временем:

$$\frac{\partial \bar{p}_{eq}}{\partial t} = \left(\sum_m \int_{\Omega_m} D dV - \sum_m \int_{\partial \Omega_m} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} \right) / \sum_m \int_{\Omega_m} P dV \quad (3.33)$$

2.4.23. Суммирование ведется по всем связанным зонам и это, по существу, чистое изменение давления во времени для всей связной области. Если есть открытие к внешней расчетной области, это значение устанавливается равным нулю и все подключенные зоны давления приводятся к окружающим. Второй элемент в левой части заставляет давление в m th зоне давления к равновесному. Постоянная, τ , характерное время для давления, чтобы прийти в равновесие. По умолчанию его значение составляет порядка 1 с. На самом деле, комната давление обычно приходят в состояние

равновесия очень быстро, но движение воздуха, связанные с быстрым изменением давления может привести к численной неустойчивости.

2.4.24. Примечание: В связи с низким числом Маха предположение, FDS не должны использоваться для быстрого сброса давления.

3. ПЕРЕНОС ИМПУЛЬСА И ДАВЛЕНИЕ

3.1. Обзор

3.1.1. В этой главе описывается решением уравнения импульса. Он состоит из трех основных частей: оформление LES, дискретизации элементов потока и решения эллиптического уравнения в частных производных для давления.

3.2. Моделирование крупных вихрей (LES)

3.2.1. В этом разделе мы временно вернуться в формальную запись LES фильтра и принять Декартовы обозначения индекса Тензор (повторяющимся индексам подразумевается суммирование) для того, чтобы точно определить моделируемых условиях. LES уравнения получены путем применения фильтра нижних частот с шириной D к DNS уравнений. Ядро обычно связаны с конечным объемом LES представляет собой коробку фильтра-сетки решен количества физически интерпретируется как средства ячеек. Эта интерпретация несколько вводит в заблуждение (см. [25]), но тщательное обсуждение фильтрации не входит в цели, поэтому интерпретация ячейки среднего хватит. В FDS, ширина фильтра берется кубический корень из объема ячейки, $D = \sqrt[3]{V_c}$, $V_c = dx dy dz$. Тогда для любого непрерывного поля, ϕ , фильтруется поле определено как

$$\bar{\phi}(x, y, z, t) \equiv \frac{1}{V_c} \int_{x-\delta x/2}^{x+\delta x/2} \int_{y-\delta y/2}^{y+\delta y/2} \int_{z-\delta z/2}^{z+\delta z/2} \phi(x', y', z', t) dx' dy' dz' \quad (4.1)$$

3.2.2. Кроме того, обычные для определения массы взвешенных или Фавр фильтр так, что $\rho \bar{u}_i = \bar{\rho u_i}$.

3.2.3. Уравнение импульса DNS

3.2.4. В консервативной форме уравнение импульса DNS для i th компонента скорости выглядит так

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + f_{d,i} + \dot{m}_b''' u_{b,i} \quad (4.2)$$

3.2.5. В нашей двухфазной формуле, $f_{d,i}$ представляет силу сопротивления из-за нерешенных Лагранжевых частиц. Основной термин источника, $\dot{m}_b''' u_{b,i}$, учитывает влияние испарения или пиролиза. Для Уравнения (4.2) чтоб быть применимым, разрешение сетки должно быть меньше масштаба Колмогорова, η , масштаб длины наименьших турбулентных вихрей [14],

$$\eta \equiv (\nu^3 / \epsilon)^{1/4} \quad (4.3)$$

3.2.6. Здесь, ν это кинематическая вязкость и ϵ это скорость вязкой диссипации (преобразования кинетической энергии в тепло на вязкость),

$$\epsilon \equiv \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 2\mu \left(S_{ij} S_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right) \quad ; \quad S_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.4)$$

3.2.7. В сценариях пожара, η , как правило, составляет порядка одного миллиметра. DNS поэтому непрактичны для всех, кроме специальных расчетов исследования пламени.

3.2.8. Уравнение импульса LES

3.2.9. С инженерной областях размером от метра до километра, доступное разрешение сетки для большинства расчетов LES пожара составляет от сантиметров до метров. Цель LES предстоит развиваться средние значения массы, импульса и энергии ячейки явно, в то время как с учетом воздействия, что подсеточный перенос и химия на средние поля. С этой целью мы применяем коробку фильтра к DNS уравнений для получения отфильтрованной уравнений. В качестве примера рассмотрим уравнение импульса. Применяя Уравнение (4.1) к Уравнению (4.2) получаем

$$\frac{\partial \bar{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{\rho} g_i + \bar{f}_{d,i} + \overline{\dot{m}_b''' u_{b,i}} \quad (4.5)$$

3.2.10. Достаточно просто, мы просто разместили линий над всем. Дилемма мы сейчас сталкиваемся, что среднее значение ячейки $\overline{u_i u_j}$ сам не исходной переменной в расчете - у нас нет способа вычисления вещи под преграды для продвижения Уравнения (4.5) во времени. Мы должны, следовательно, разложить элементы, и это приводит к закрытию проблемы.

3.2.11. Следующим этапом является просто применить фильтр Фавра

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} + \overline{\rho} g_i + \overline{f_{d,i}} + \overline{m_b'''} \tilde{u}_{b,i} \quad (4.6)$$

3.2.12. Первый член в настоящее время разъемные, при условии, у нас есть решение для $\overline{p}$. Но мы до сих пор не имеют возможности для вычисления корреляции $\overline{u_i u_j}$ на сетке. Мы не можем просто использовать $\overline{u_i u_j}$ в качестве замены (это старая проблема "средней площади не равна квадрату средней»). Вместо этого, мы определяем подсеточного масштаба (SGS) стресса:

$$\tau_{ij}^{sgs} \equiv \overline{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (4.7)$$

3.2.13. Подставляя Уравнение (4.7) в Уравнение (4.6) получаем

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} + \overline{\rho} g_i + \overline{f_{d,i}} + \overline{m_b'''} \tilde{u}_{b,i} \quad (4.8)$$

3.2.14. Уравнение (4.8) является то, что обычно называют уравнением импульса LES (аналогично уравнение Коши конститутивный модели не применялись). Все переменные являются исходными или вычисляемыми как только мы найдем подходящее закрытие для подсеточной стресс масштабе, τ_{sgs} .

3.2.15. *Определяющее соотношение*

3.2.16. Есть еще несколько модификаций мы должны сделать, чтобы получить Уравнение (4.8) в форму для FDS. Первый заключается в разложении SGS стресса и применить закон вязкости Ньютона как определяющее соотношение для девиаторной части. Следует отметить, что τ_{ij} уже является девиаторной частью вязкого напряжения. Мы моделируем общее девиаторное напряжение как

$$\tau_{ij}^{dev} \equiv \tau_{ij} + \tau_{ij}^{sgs} - \frac{1}{3} \tau_{kk}^{sgs} \delta_{ij} = -2(\mu + \mu_t) \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \delta_{ij} \right) \quad (4.9)$$

3.2.17. Учтите, что δ_{ij} это символ Кронекера ($\delta_{ij} = 1$ если $i = j$, $\delta_{ij} = 0$, если $i \neq j$). Турбулентная вязкость, μ_t , требует моделирования, как описано ниже.

3.2.18. *Измененный элемент давления*

3.2.19. В LES низким Маха потоков, изотропная часть напряжения SGS должна быть поглощена элементом давления. Определите кинетическую энергию подсеточной как половина следов напряжения SGS,

$$k_{sgs} \equiv \frac{1}{2} \tau_{kk}^{sgs} \quad (4.10)$$

3.2.20. и определить модифицированный фильтруется давление [14]

$$\bar{p} \equiv \overline{p} + \frac{2}{3} k_{sgs} \quad (4.11)$$

3.2.21. После подстановки Уравнений (4.9) и (4.11) в Уравнение (4.8), имеем

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}^{dev}}{\partial x_j} + \overline{\rho} g_i + \overline{f_{d,i}} + \overline{m_b'''} \tilde{u}_{b,i} \quad (4.12)$$

3.2.22. Обратите внимание, что Уравнение (4.12) напоминает уравнение импульса DNS, Уравнение (4.2). По этой причине, мы можем расслабиться фильтра формализм, как мы обсудим детали численного алгоритма. Пользователь должен просто понять, что в контексте LES, когда мы пишем τ_{ij} мы имеем в виду именно τ_{ij}^{dev} , и аналогично для давления в LES относится к $\bar{p}$.

3.2.23. *Основной элемент массовый объем*

3.2.24. При написании уравнения импульса в неконсервативные виде, которое мы сделаем ниже, мы должны принимать во внимание введение массы из подсеточной частиц (испарения капель воды,

например). Используя уравнение неразрывности Уравнение (2.5), мы можем переписать Уравнение (4.12) следующим образом:

$$\bar{\rho} \frac{D\tilde{u}_i}{Dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{dev}}}{\partial x_j} + \bar{\rho} g_i + \underbrace{\bar{f}_{d,i} + \bar{m}_b^{\text{dev}}(\tilde{u}_{b,i} - \tilde{u}_i)}_{\bar{f}_{b,i}} \quad (4.13)$$

3.2.25. Последний член в Уравнении (4.13) поглощается в объем элемента силы подсеточной, $\bar{f}_{b,i}$, который также учитывает сопротивление, как описано в Главе 8 о Лагранжевых частицах.

3.2.26. Получение Подсеточной кинетической энергии

3.2.27. Уравнение переноса для разрешенных кинетической энергии на единицу массы, $K = \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i$, получается путем расставить уравнения LES импульс с разрешенной вектора скорости. В результате

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{DK}{Dt} &= -\tilde{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \tilde{u}_i \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{dev}}}{\partial x_j} + (\bar{\rho} g_i + \bar{f}_{b,i}) \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \frac{DK}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} ([\bar{p} \delta_{ij} + \tau_{ij}^{\text{dev}}] \tilde{u}_i) &= \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \tau_{ij}^{\text{dev}} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + (\bar{\rho} g_i + \bar{f}_{b,i}) \tilde{u}_i \end{aligned} \quad (4.14)$$

3.2.28. Элементы в левой стороне представляют перенос. Элементы в правой стороне есть источники или стоки кинетической энергии. Особый интерес в ЛЕ является производство подсеточной кинетической энергии, похоронен на второй элемент RHS. Эффект этого элемента заключается в передаче энергии между разрешенных и неразрешенных масштабы движения. В классической картине «энергетического каскада», чистая передача энергии от крупных до малых масштабах, где в конечном счете движений рассеивается в виде тепла за счет вязкости. В LES, однако, этот элемент может также быть источником энергии, явление, называемое обратное рассеяние. Устранена ошибка, которая делает разработку подсеточной крышек для LES сложным является то, что далеко не исключение, обратного рассеяния повсеместно и часто решающее значение для формирования крупномасштабных движений (вспомним подсеточной плавучести генерируемые турбулентности, например, неустойчивость Рэлея-Тейлора).

3.2.29. Самое простое LES подсеточного закрытия принимать производстве подсеточного кинетической энергии равным диссипации полной кинетической энергии. Использование градиента диффузии для закрытия SGS, это предположение вытекает следующее:

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{\text{dev}} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} &= -2(\mu + \mu_t) \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \delta_{ij} \right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \\ &= -2(\mu + \mu_t) \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \delta_{ij} \right) \tilde{S}_{ij} \\ &= -2(\mu + \mu_t) \left(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2 \right) = -2\mu \left(S_{ij} S_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right) \equiv \epsilon \end{aligned} \quad (4.15)$$

3.2.30. Используя модель спектра кинетической энергии (см. [14]), Уравнение (4.15) может быть использовано для получения теоретических значений для постоянных модели, такие как постоянное Смагоринского, обсуждается ниже.

3.3. Модели для турбулентной вязкости

3.3.1. В LES «модель турбулентности» относится к закрытию на SGS элементов потока. В FDS, градиент диффузии модели турбулентности используется для закрытия обоих SGS импульс и элементы скалярного потока. Мы тогда требуется модель для коэффициент турбулентного переноса: турбулентный (или вихревой) вязкости или турбулентный (или вихревые) диффузии. Турбулентной диффузии получается с использованием постоянного числа Шмидт (для массовой диффузии) или число Прандтля (для температуропроводности), как показано ниже, и таким образом, важнейший коэффициент переноса это турбулентная вязкость, μ_t . Есть несколько различных вариантов, имеющих в FDS. Ниже приведено описание каждого из них. Модель Deardorff, Раздел 4.2.3, по умолчанию.

3.3.2. Постоянный коэффициент модели Смагоринского

3.3.3. После анализа Смагоринского [26], турбулентная вязкость моделируется при помощи

$$\mu_t = \rho (C_s \Delta)^2 |S| \quad ; \quad |S| = \left(2S_{ij}S_{ij} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.16)$$

где $C_s = 0.2$ является постоянной и $D = (dx dy dz)^{1/3}$ это ширина фильтра.

3.3.4. Динамическая модель Смагоринского

3.3.5. Для динамической модели Смагоринского [27], коэффициент C_s в Уравнении (4.16) уже не на постоянном, а вычисляется на основе местных условий потока.

3.3.6. Модель Deardorff

3.3.7. По умолчанию FDS использует разновидность модели Deardorff [28]:

$$\mu_t = \rho C_v \Delta \sqrt{k_{sgs}} \quad ; \quad k_{sgs} = \frac{1}{2} ((\bar{u} - \hat{u})^2 + (\bar{v} - \hat{v})^2 + (\bar{w} - \hat{w})^2) \quad (4.17)$$

где $\bar{u}$ это среднее значение u в центре ячейки сетки и $\hat{u}$ представляет собой средневзвешенное из u на соседние ячейки:

$$\bar{u}_{ijk} = \frac{u_{ijk} + u_{i-1,jk}}{2} \quad ; \quad \hat{u}_{ijk} = \frac{\bar{u}_{ijk}}{2} + \frac{\bar{u}_{i-1,jk} + \bar{u}_{i+1,jk}}{4} \quad (4.18)$$

3.3.8. Элементы $\hat{v}$ и $\hat{w}$ определяются аналогично. Модель постоянного установлен в литературе значение $C_v = 0.1$ [14].

3.3.9. Модель Времана

3.3.10. Вихревая модель вязкости Времана [29] представлена

$$\mu_t = \rho c \sqrt{\frac{B_\beta}{\alpha_{ij}\alpha_{ij}}} \quad (4.19)$$

где

$$B_\beta = \beta_{11}\beta_{22} - \beta_{12}^2 + \beta_{11}\beta_{33} - \beta_{13}^2 + \beta_{22}\beta_{33} - \beta_{23}^2 \quad ; \quad \beta_{ij} = \Delta_m^2 \alpha_{mi} \alpha_{mj} \quad (4.20)$$

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (4.21)$$

3.3.11. Основная идея модели Времана является расширение поля скоростей в ряд Тейлора и проверить отфильтровать поле аналитически, что позволяет избежать дорогих явная проверка фильтрации операций, необходимых в динамической модели. Таким образом, эта модель является недорогим. В отличие от постоянного коэффициента Смагоринский, однако, модель Времана является сходящимся, что делает его применимым к высоким разрешением LES расчетов.

3.3.12. Модель постоянной может быть связано с Смагоринский постоянная, $c = 2.5 C_s^2$. Поскольку модель Времана является наиболее применимы к высоким случаям разрешение, мы основываем коэффициент прочь $C_s = 0.17$, что дает точные результаты для высоким разрешением разлагающихся изотропной турбулентности (см. Руководство по верификации FDS [30]). По умолчанию постоянная Времана, поэтому, устанавливается $c = 0.07$.

3.3.13. Теплопроводность и диффузия газообразных веществ

3.3.14. Другой диффузионного параметры, теплопроводность и массового коэффициента диффузии, связанные с турбулентной вязкости

$$k_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \quad ; \quad (\rho D)_t = \frac{\mu_t}{Sc_t} \quad (4.22)$$

3.3.15. Турбулентное число Прандтля Pr_t и турбулентное число Шмидта Sc_t считаются постоянными для данного сценария. Значение по умолчанию составляет 0,5 для обоих.

3.3.16. Численная реализация

3.3.17. В дискретизированном форма уравнения импульса, моделируемой вязкость определяется при центрах ячеек. Например, постоянный коэффициент модели Смагоринского принимает следующий вид:

$$\mu_{ijk} = \rho_{ijk} (C_s \Delta)^2 |S| \quad (4.23)$$

где C_s это эмпирическая постоянная, $D = (dx dy dz)$ 1 3, и

$$|S|^2 = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \quad (4.24)$$

3.3.18. Количество $|S|$ состоит из второго порядка пространственных различий в среднем составляли центры ячеек. Например

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x_i} \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{ijk}}{\delta y_{j+\frac{1}{2}}} + \frac{u_{ijk} - u_{i,j-1,k}}{\delta y_{j-\frac{1}{2}}} \right) \quad (4.26)$$

3.3.19. Расхождение описано в Разделе 3.3.2.

3.3.20. Теплопроводность материала и коэффициент диффузии жидкости связаны с вязкостью по

$$k_{ijk} = \frac{c_{p,0} \mu_{ijk}}{Pr_t} \quad ; \quad (\rho D)_{ijk} = \frac{\mu_{ijk}}{Sc_t} \quad (4.27)$$

где Pr_t это турбулентное число Прандтля и Sc_t это турбулентное число Шмидта, как считается постоянным. Следует отметить, что теплоемкость $c_{p,0}$ это доминирующих веществ смеси. На основе моделирования дымовых шлейфов, C_s составляет 0,20, Pr_t и Sc_t составляют 0,5. Там нет строгого обоснования этих вариантов, кроме как через сравнение с экспериментальными данными [31].

3.3.21. Коэффициенты переноса для прямого численного моделирования (DNS)

3.3.22. Есть несколько потоков сценарии, в которых можно использовать свойств молекул m , k и D непосредственно. Обычно это означает, что численные ячейки сетки порядка 1 мм или менее, и моделирование рассматривается как прямое численное моделирование (DNS). Для DNS, вязкости, теплопроводности и диффузии материала аппроксимируются кинетической теории, потому что температурная зависимость каждый играет важную роль в сгорания сценариев. Вязкость веществ представлена в виде

$$\mu_\alpha = \frac{26.69 \times 10^{-7} (W_\alpha T)^{\frac{1}{2}}}{\sigma_\alpha^2 \Omega_v} \quad [=] \quad \frac{\text{kg}}{\text{m s}} \quad (4.28)$$

где SA является Леннард-Джонса твердых сфер диаметра (a) и Wv интеграл столкновений, эмпирической зависимости от температуры T . Теплопроводность веществ α представлена в виде

$$k_\alpha = \frac{\mu_\alpha c_{p,\alpha}}{Pr} \quad [=] \quad \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad (4.29)$$

где число Прандтля Pr равно 0.7. Вязкость и теплопроводность газовой смеси представлены

$$\mu_{\text{DNS}} = \sum_\alpha Y_\alpha \mu_\alpha \quad ; \quad k_{\text{DNS}} = \sum_\alpha Y_\alpha k_\alpha \quad (4.30)$$

3.3.23. Бинарный коэффициент диффузии веществ диффундирует в вещество b и задается

$$D_{\alpha\beta} = \frac{2.66 \times 10^{-7} T^{3/2}}{W_{\alpha\beta}^{\frac{1}{2}} \sigma_{\alpha\beta}^2 \Omega_D} \quad [=] \quad \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (4.31)$$

где $W_{ab} = 2(1=W_a + 1=W_b) \square 1$, $s_{ab} = (s_a + s_b) = 2$, и WD диффузии интеграл столкновений эмпирической зависимости от температуры, T [32]. Предполагается, что азот является основным веществом в любом сценарии сгорания рассматриваемом здесь, таким образом, коэффициент диффузии в уравнениях сохранения массы веществ, такой же как у данных веществ диффундирующих в азот

$$(\rho D)_{\alpha, \text{DNS}} = \rho D_{\alpha, 0} \quad (4.32)$$

где вещество 0 является азотом.

3.4. 3.3 Упрощение уравнения импульса

3.4.1. Во-первых, мы начинаем с неконсервативная форма уравнения импульса введенная выше (см. Уравнение 4.13)

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) + \nabla p = \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij} \quad (4.33)$$

3.4.2. Далее, мы делаем следующие замены:

3.4.2.1. Вычтите градиент гидростатического давления nth зоны давления, $m(z; t)g$, с обеих сторон. Обратите внимание, что $\nabla p = \rho_n \mathbf{g} + \nabla \tilde{p}$

3.4.2.2. Применить векторное тождество: $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla |\mathbf{u}|^2 / 2 - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}$

3.4.2.3. Разделим все члены на плотность, ρ

3.4.2.4. Разложить элемент давления:

$$\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} = \nabla \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) - \tilde{p} \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (4.34)$$

3.4.2.5. Определить $H \equiv |\mathbf{u}|^2 / 2 + \tilde{p} / \rho$

3.4.3. Теперь уравнение импульса можно записать

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} + \nabla H - \tilde{p} \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_n) \mathbf{g} + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij}] \quad (4.34)$$

3.4.4. Это удобно, чтобы написать это уравнение в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{F} + \nabla H = 0 \quad (4.35)$$

3.4.5. Вектор $\mathbf{F}$ называют общим названием элементов потока импульса, а элемент $\tilde{p}$ называют градиентом давления (хотя, как обсуждалось выше, H не является истинным "давлением"). Пространственная дискретизация уравнений импульса имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + F_{x,ijk} + \frac{H_{i+1,jk} - H_{ijk}}{\delta x} = 0 \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + F_{y,ijk} + \frac{H_{i,j+1k} - H_{ijk}}{\delta y} = 0 \quad (4.37)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + F_{z,ijk} + \frac{H_{ij,k+1} - H_{ijk}}{\delta z} = 0 \quad (4.38)$$

где H_{ijk} берется в центре ячейки ijk , u_{ijk} и $F_{x,ijk}$ принимаются на стороне ячейки сталкиваются в направлении вперед v_{ijk} и $F_{y,ijk}$ на стороне, обращенной в прямом направлении y и w_{ijk} и $F_{z,ijk}$ на стороне, обращенной в прямом (вертикальном) направлении z . Элементы потока дискретизируются:

$$F_x = w \omega_y - v \omega_z - \frac{1}{\rho} \left(f_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) \quad (4.39)$$

$$F_y = u \omega_z - w \omega_x - \frac{1}{\rho} \left(f_y + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) \quad (4.40)$$

$$F_z = v \omega_x - u \omega_y - \frac{1}{\rho} \left(f_z + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (4.41)$$

3.4.6. В определениях следовать, компоненты завихренности ($w_x; w_y; w_z$) расположены в краях ячейки указывающий в направлении x , y и z соответственно. То же самое верно для офф-диагональных членов тензора вязких напряжений: $\tau_{zy} = \tau_{yz}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$, и $\tau_{xy} = \tau_{yx}$. Диагональные компоненты тензора напряжений, τ_{xx} , τ_{yy} , и τ_{zz} , и внешними компонентами силы, f_x , f_y , и f_z , расположены на соответствующих поверхностях ячейки.

$$F_{x,ijk} = \frac{1}{2} \left(w_{i+\frac{1}{2},jk} \omega_{y,ijk} + w_{i+\frac{1}{2},j,k-1} \omega_{y,ij,k-1} \right) - \frac{1}{2} \left(v_{i+\frac{1}{2},jk} \omega_{z,ijk} + v_{i+\frac{1}{2},j-1,k} \omega_{z,i,j-1,k} \right) - \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2},jk}} \left(f_{x,ijk} + \frac{\tau_{xx,i+1,jk} - \tau_{xx,ijk}}{\delta x} + \frac{\tau_{xy,ijk} - \tau_{xy,i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{\tau_{xz,ijk} - \tau_{xz,i,j,k-1}}{\delta z} \right) \quad (4.42)$$

$$F_{y,ijk} = \frac{1}{2} \left(u_{i,j+\frac{1}{2},k} \omega_{z,ijk} + u_{i-1,j+\frac{1}{2},k} \omega_{z,i-1,jk} \right) - \frac{1}{2} \left(w_{i,j+\frac{1}{2},k} \omega_{x,ijk} + w_{i,j+\frac{1}{2},k-1} \omega_{x,ij,k-1} \right) - \frac{1}{\rho_{i,j+\frac{1}{2},k}} \left(f_{y,ijk} + \frac{\tau_{yx,ijk} - \tau_{yx,i-1,jk}}{\delta x} + \frac{\tau_{yy,i,j+1,k} - \tau_{yy,ijk}}{\delta y} + \frac{\tau_{yz,ijk} - \tau_{yz,i,j,k-1}}{\delta z} \right) \quad (4.43)$$

$$F_{z,ijk} = \frac{1}{2} \left(v_{ijk+\frac{1}{2}} \omega_{x,ijk} + v_{i,j-1,k+\frac{1}{2}} \omega_{x,i,j-1,k} \right) - \frac{1}{2} \left(u_{ijk+\frac{1}{2}} \omega_{y,ijk} + u_{i-1,j,k+\frac{1}{2}} \omega_{y,i-1,jk} \right) - \frac{1}{\rho_{ijk+\frac{1}{2}}} \left(f_{z,ijk} + \frac{\tau_{zx,ijk} - \tau_{zx,i-1,jk}}{\delta x} + \frac{\tau_{zy,ijk} - \tau_{zy,i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{\tau_{zz,ijk+1} - \tau_{zz,ijk}}{\delta z} \right) \quad (4.44)$$

3.4.7. Компоненты вектора вихря являются:

$$\omega_{x,ijk} = \frac{w_{i,j+1,k} - w_{ijk}}{\delta y} - \frac{v_{ij,k+1} - v_{ijk}}{\delta z} \quad (4.45)$$

$$\omega_{y,ijk} = \frac{u_{ijk+1} - u_{ijk}}{\delta z} - \frac{w_{i+1,jk} - w_{ijk}}{\delta x} \quad (4.46)$$

$$\omega_{z,ijk} = \frac{v_{i+1,jk} - v_{ijk}}{\delta x} - \frac{u_{i,j+1,k} - u_{ijk}}{\delta y} \quad (4.47)$$

3.4.8. Компоненты тензора вязких напряжений являются:

$$\tau_{xx,ijk} = \mu_{ijk} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} - 2 \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \right) \quad (4.48)$$

$$\tau_{yy,ijk} = \mu_{ijk} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} - 2 \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \right) \quad (4.49)$$

$$\tau_{zz,ijk} = \mu_{ijk} \left(\frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} - 2 \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} \right) \quad (4.50)$$

$$\tau_{xy,ijk} = \tau_{yx,ijk} = \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{ijk}}{\delta y} + \frac{v_{i+1,jk} - v_{ijk}}{\delta x} \right) \quad (4.51)$$

$$\tau_{xz,ijk} = \tau_{zx,ijk} = \mu_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left(\frac{u_{ijk+1} - u_{ijk}}{\delta z} + \frac{w_{i+1,jk} - w_{ijk}}{\delta x} \right) \quad (4.52)$$

$$\tau_{yz,ijk} = \tau_{zy,ijk} = \mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \left(\frac{v_{ijk+1} - v_{ijk}}{\delta z} + \frac{w_{i,j+1,k} - w_{ijk}}{\delta y} \right) \quad (4.53)$$

3.4.9. По построению, расхождение определено в Уравнении (3.22) тождественно равна дивергенция определяется

$$(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} = \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} + \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1k}}{\delta y} + \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \quad (4.54)$$

3.4.10. Эквивалентность двух определений расхождение в результате форма дискретизированного уравнений, время пошагового схему и прямого решения уравнения Пуассона для давления.

3.5. Скоростного режима граничного

3.5.1. Гладкие стены

3.5.2. В конечных объемах LES, когда импульс уравнение интегрируется на ячейку, прилегающих к стене получается, что самым трудным элементом для обработки является вязких напряжений, τ_w , так как нормальной к стенке градиента продольная компонента скорости не могут быть решены ; SGS напряжение на стенке тождественно равно нулю. Мы имеем, таким образом, совершенно иной ситуации, чем существует в объеме потока при больших числах Рейнольдса, где вязкие члены незначительным и SGS стресс имеет решающее значение. Точности модели SGS еще влияет напряжение стенки, однако, поскольку другие компоненты тензора SGS влияет на значение пристеночной скорости и, следовательно, в результате вязкого напряжения де определялась с помощью модели стене. FDS модели τ_w с логарифмическим профилем скорости [14] описано ниже.

3.5.3. Важной величиной масштабирования в пристеночной области является скорость трения, определяемый как $u^+ = \tau_w / \rho$. От скорости трения можно определить безразмерные скорости продольных $u^+ = u / u^+$ и безразмерной нормальной к стенке расстоянии $y^+ = y \cdot u^+ / \nu$, где $\nu = \mu / \rho$ является вязким масштабом длины. В FDS, закон стены аппроксимируется

$$u^+ = y^+ \quad \text{для } y^+ < 11.81 \quad (4.55)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad \text{для } y^+ \geq 11.81 \quad (4.56)$$

где $\kappa = 0.41$ является постоянным фон Кармана и $B = 5.2$. Область $5 < y^+ < 30$, где и вязких и инерционных напряжений важны, упоминается как буферный слой. После работы Вернера и Wengle [33], решение в этом регионе аппроксимируется соответствия вязкой области и регионах логов при $y^+ = 11.81$.

3.5.4. Для целей адаптации модели регистрации права FDS мы предполагаем, что первый на стены компоненту скорости пред-сентов профиля пробы на расстоянии $dy=2$ в нормальной к стенке направлении продольных-компоненты скорости хранятся в центре поверхности на разнесенных сетках. Плотность и молекулярная вязкость взяты как среднее из соседних значений ячеек и равномерное на поверхности ячеек, где продольная компонента скорости содержится.

3.5.5. Шероховатые стены

3.5.6. Для грубых стенах FDS использует журнал представлен в закон Поупа [14],

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{s} \right) + \tilde{B}(s^+) \quad (4.57)$$

где $s^+ = s \cdot u^+ / \nu$ является коэффициент шероховатости в вязкой узлов и s является размерным шероховатости. Расстояние от стены, y , берется как $dy=2$ для первой на стены ячейки сетки. Параметр $\tilde{B}$ зависит от s^+ , но выходит на постоянное значение $B_2 = 8.5$ в полностью грубый предел. В FDS, мы реализуем $\tilde{B}$ как следующие частичные функции:

$$\tilde{B} = \begin{cases} B + (1/\kappa) \ln(s^+) & \text{for } s^+ < 5.83 \\ \tilde{B}_{\max} & \text{for } 5.83 \leq s^+ < 30.0 \\ B_2 & \text{for } s^+ \geq 30.0 \end{cases} \quad (4.58)$$

где $\tilde{B}_{\max} = 9.5$.

3.5.7. Стены Реализация модели

3.5.8. После u^+ было определено из модели профиля, стресс может быть получен из (определение u^+)

$$\tau_w = \rho \left(\frac{u}{u^+} \right)^2 \quad (4.59)$$

3.5.9. Как правило, это требует итерационной процедуры, поскольку τ_w необходимо определить dn и, следовательно, y^+ . Стратегия, используемая в FDS, чтобы сначала вычислить τ_w как если поток локально ламинарный (DNS), а если расчета LES ламинарного значение используется в качестве начального приближения. Тестирование показало, что три итерации достаточно сходятся остаточную ошибку в профиле модель до 1%.

3.5.10. Стены затухание турбулентной вязкости

3.5.11. Турбулентная вязкость $\nu_t = \nu_t = \tau$ можно рассматривать как "перемешивание" квадрат деленное на временной шкале. Например, в модели Смагоринского перемешивание смеси является $\nu_{mix} = C_s D$ и временная шкала является обратной скорости деформации инвариантной $1 = |S_j|$. Таким образом, турбулентной кинематической вязкости имеет единицы длина²/время.

3.5.12. Для достижения правильного распада напряжений Рейнольдса около стены, Ван Дрифт (см. [34]) предложил следующую модификацию:

$$\ell_{mix} = C_s \Delta \left[1 - e^{-y^+/A} \right] \quad (4.60)$$

где $A = 26$. Дополнительный фактор (в скобках) мы называем затухающей функцией Ван Дрифта.

3.5.13. В FDS, из-за трудностей определения последовательный фильтр теста (для использования модели Deardorff или динамической модели) вблизи стены, в углах, а внутри полостей, турбулентной вязкости первых на стены ячейки, полученные из модели с Smagorinsky Ван Самое сухое затухание смешения, как показано в Уравнении (4.60) с $y^+ = (dy=2)=dn$ и $C_s = 0.2$. Вязкость при этом имеет вид

$$\nu_t = \ell_{mix}^2 |S| \quad (4.61)$$

3.6. Этап Время и стабильность Ограничения

3.6.1. В явные схемы, критерии устойчивости часто могут быть поняты с точки зрения использования временной шаг для поддержания физически реализуемых условиях. Ниже мы рассмотрим необходимые условия для стабильности в присутствии адвекции, распространения и расширения скорости и скалярных полей.

3.6.2. Ограничение Куранта-Фридрихса-Леви (CFL)

3.6.3. Известное ограничение CFL представлено в виде

$$CFL = \delta t \frac{\|\mathbf{u}\|}{\delta x} \approx 1 \quad (4.62)$$

ставит ограничение на шаг по времени из-за скорости адвекции. Физически ограничение говорит, что элемент жидкости не должна пересекать более одной ячейки за время шага. Для LES, это ограничение имеет дополнительное преимущество хранения неявных временных и пространственных фильтров соответствуют друг другу. Другими словами, для того, чтобы устранить вихревые размера δx , шаг по времени должно быть согласованно с CFL. Если бы можно было использовать неявную схему для целей принятия шагов по времени, скажем, 10 раз больше, чем предел CFL, наименьший разрешимыми турбулентных движений затем будет примерно в 10 раз сетки, которые сильно ограничивают пользу LES. В большинстве случаев, если мы хотим моделирования работать быстрее, лучше стратегия укрупнения разрешения сетки при сохранении CFL ≈ 1 .

3.6.4. Точные CFL, необходимых для поддержания стабильности зависит от порядка (а также другие свойства) схемы интегрирования по времени и выбора скорости нормы. Три варианта скорости нормой доступны в FDS (установлен на MISC):

3.6.5. CFL_VELOCITY_NORM=0 (по умолчанию, наименее ограничительное, соответствует норме L_∞ вектора скорости)

$$\frac{\|\mathbf{u}\|}{\delta x} = \max \left(\frac{|u|}{\delta x}, \frac{|v|}{\delta y}, \frac{|w|}{\delta z} \right) \quad (4.63)$$

3.6.6. CFL_VELOCITY_NORM=1 (наиболее строгое, соответствует норме L_1 вектора скорости)

$$\frac{\|\mathbf{u}\|}{\delta x} = \frac{|u|}{\delta x} + \frac{|v|}{\delta y} + \frac{|w|}{\delta z} \quad (4.64)$$

3.6.7. CFL_VELOCITY_NORM=2 (норма L_2 вектора скорости)

$$\frac{\|\mathbf{u}\|}{\delta x} = \sqrt{(u/\delta x)^2 + (v/\delta y)^2 + (w/\delta z)^2} \quad (4.65)$$

3.6.8. Ограничение фон Неймана

3.6.9. Ограничение Фон Нейман дается

$$VN = \delta t \max [(\mu/\rho), D_\alpha] \sum_i \frac{1}{\delta x_i^2} < \frac{1}{2} \quad (4.66)$$

3.6.10. Мы можем понять это ограничение в несколько различных способов. Во-первых, мы могли бы рассмотреть модель скорости диффузии вещества a в направлении i , $Va; iYa = \square DaYa = x_i$, и мы тогда увидим, что VN просто ограничение CFL из-за диффузионного переноса.

3.6.11. Мы можем также думать о В.Н. в расчете на общее осцилляция (TVD) ограничения. То есть, если у нас есть вариации (кривизны) в скалярного поля, мы не хотим, чтобы создать ложные шевелит которые могут привести к нестабильности на превышение сглаживания шаг. Рассмотрим следующее явное обновление уравнения теплопроводности для u в 1D. Здесь индексы указывают индексы сетки и N является диффузия.

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \frac{\delta t \nu}{\delta x^2} (u_{i-1}^n - 2u_i^n + u_{i+1}^n) \quad (4.67)$$

3.6.12. Очень просто, заметим, что если $dtn = dx^2 = 1=2$ то $u_{i+1} = (u_{i-1} + u_{i+1})/2$. Если шаг по времени любого большего мы выброс прямой, соединяющей соседние значения ячеек. Конечно, это ограничение только гарантированно TVD если поле u является «гладким», иначе соседние значения ячейки может быть переход в противоположном направлении. К сожалению, в LES нет такой гарантии, и поэтому ограничение VN может быть особенно дьявольской в создании нестабильности. По этой причине, некоторые практикующие хотели использовать неявные методы диффузионных элементов. Обратите внимание, что по умолчанию, VN не проверяется в режиме LES.

3.6.13. Реализуемые ограничения плотности массы

3.6.14. В явном обновление Эйлера уравнения непрерывности, если приращение времени слишком большой расчетной ячейке может быть полностью слить массу, которая, конечно, не физическая. Ограничение $\rho_{n+1} > 0$ следовательно, приводит к следующему ограничению на шаг по времени:

$$\delta t < \frac{\rho^n}{\bar{u}^n \cdot \nabla \rho^n + \rho^n \nabla \cdot \mathbf{u}^n} \quad (4.68)$$

3.6.15. Мы можем утверждать, что дело мы очень обеспокоены, когда с ρ близок к нулю. Разумное приближение к (4.68), то становится (времени местоположение подавлены, суммирование по i подразумевается)

$$\delta t < \frac{\rho}{\bar{u}_i \left(\frac{\rho-0}{\delta x_i} \right) + \rho \nabla \cdot \mathbf{u}} = \left[\frac{\bar{u}_i}{\delta x_i} + \nabla \cdot \mathbf{u} \right]^{-1} \quad (4.69)$$

3.6.16. Уравнение (4.69) в основном добавляет эффект теплового расширения в ограничение CFL и дает основание предпочесть CFL_VELOCITY_NORM=1 в качестве основы для ограничения временного шага.

3.6.17. Реализуемые ограничения объема жидкости

3.6.18. Сохранения массы говорит нам, что скорость изменения элемента жидкости с массой ρV не меняется:

$$\frac{d(\rho V)}{dt} = 0. \quad (4.70)$$

3.6.19. Использование непрерывности, Уравнение (4.70) перегруппировывается в

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}, \quad (4.71)$$

где $V(t)$ является зависящим от времени объем жидкости элемента. Если $\dot{V} < 0$, жидкость элемент при сжатии. В огне динамика обычно это происходит из-за охлаждения (потери тепла на излучение, к

примеру). Уравнение (4.71) подчеркивает физическую интерпретацию дивергенция скорости, как скорость объемного расширения жидкости в единице объема.

3.6.20. Уравнение (4.71) следует также ограничить по времени шагом. Рассмотрим вопрос о конкретном обновлении Уравнения (4.71) для объема жидкости:

$$V^{n+1} = V^n + \Delta t V^n (\nabla \cdot \mathbf{u})^n. \quad (4.72)$$

3.6.21. Если жидкость элемент находится в состоянии сжатия (расхождение отрицательно), положительность объем жидкости требуется время шага ограничиваться

$$\Delta t < -(\nabla \cdot \mathbf{u})^{-1}. \quad (4.73)$$

3.6.22. Отметим, что это аналог положительной ограничение плотности массы, когда расхождение является положительной, и дает основания для использования абсолютного значения расхождения $|\nabla \cdot \mathbf{u}|$ в окончательном варианте ограничение CFL показано ниже.

3.6.23. Ограничение теплопередачи

3.6.24. Следует отметить, что коэффициент теплопередачи, h , имеет единицу измерения $W/(m^2 K)$. Таким образом, масштаб скорости может быть выполнен из $h=(r \text{ cp})$. В любое время мы имеем скорость в масштабе решить у нас есть типа CFL стабильности ограничений. Таким образом, стабильность теплопередачи проверит циклы по всем ячейкам стены для обеспечения $dt_dxr \text{ cp}=h$. Эта проверка является опцией. Это не делается по умолчанию.

3.6.25. Регулировка шага по времени

3.6.26. В режиме по умолчанию LES эксплуатации, CFL, увеличивается или уменьшается остаться от 0,8 до 1. Чтобы было ясно, ограничение CFL теперь дается

$$CFL = \delta t \left(\frac{\|\mathbf{u}\|}{\delta x} + |\nabla \cdot \mathbf{u}| \right) \quad (4.74)$$

3.6.27. В режиме DNS, шаг по времени также регулируется для поддержания VN от 0,4 до 0,5. Если один или CFL VN слишком большой, то новый шаг время устанавливается в 90% от допустимого значения. Если оба CFL и VN оказываются ниже своих минимальных значений, то текущий шаг по времени увеличивается на 10%. См. Руководство пользователя [3] для подробностей.

3.6.28.

3.7. Уравнение для давления (уравнение Пуассона)

3.7.1. Эллиптические уравнения в частных производных (известный как уравнение Пуассона) получается, если взять дивергенцию уравнения импульса

$$\nabla^2 H = -\frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{F} \quad ; \quad \mathbf{F} = -\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} - \tilde{p} \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{1}{\rho} \left((\rho - \rho_0) \mathbf{g} + \mathbf{f}_b + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij} \right) \quad (4.75)$$

3.7.2. Следует отметить, что возмущение давления $\tilde{p}$ появляется на обе части Уравнения (4.75). Давление на правой стороне берется из предыдущего шага по времени общего явный времени походного схеме. Это можно пренебречь, если бароклинная крутящий момент не важно в данном моделировании (постоянная плотность потоков, к примеру). Давление на левой стороне (включенном в переменную H) решается за непосредственно. Причиной для разложения элемента давления объясняется тем, что система линейных алгебраических вытекающие из дискретизации Уравнения (4.75) имеет постоянные коэффициенты (то есть, это разъемные) и может быть решена в точности станка по прямой и быстрый (т.е. неитеративным) метод, который использует быстрое преобразование Фурье (FFT).

3.7.3. Дискретизированного форме уравнения Пуассона для изменения давления, H , является следующим:

$$\begin{aligned} & \frac{H_{i+1,jk} - 2H_{ijk} + H_{i-1,jk}}{\delta x^2} + \frac{H_{i,j+1,k} - 2H_{ijk} + H_{i,j-1,k}}{\delta y^2} + \frac{H_{ijk+1} - 2H_{ijk} + H_{ijk-1}}{\delta z^2} \\ & = -\frac{F_{x,ijk} - F_{x,i-1,jk}}{\delta x} - \frac{F_{y,ijk} - F_{y,i,j-1,k}}{\delta y} - \frac{F_{z,ijk} - F_{z,ijk-1}}{\delta z} - \frac{\delta}{\delta t} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \end{aligned} \quad (4.76)$$

3.7.4. Отсутствие индекса означает, что все величины должны быть оценены на том же уровне времени. Это эллиптические уравнения в частных производных решается с помощью прямого на основе FFT решателя [15], которая является частью библиотека подпрограмм для решения эллиптических уравнений в частных производных называется CRAYFISHPAK1. Обеспечить, чтобы дивергенция

жидкостью согласуется с определением, данным в Уравнении (3.22), производная по времени расхождение определяется

$$\frac{\delta}{\delta t}(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \equiv \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^* - (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^n}{\delta t} \quad (4.77)$$

на предсказатель шаге, а затем

$$\frac{\delta}{\delta t}(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \equiv \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^{n+1} - \frac{1}{2} \left[(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^* + (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^n \right]}{\delta t/2} \quad (4.78)$$

на корректор шаг. Термодинамических расхождение по Уравнению (3.22).

1-CRAYFISHPAK, векторизация форме эллиптического FISHPAK решатель уравнения, была первоначально разработана в Национальном центре атмосферных исследований (NCAR) в Боулдере, штат Колорадо.

3.7.5. Открытые граничные условия

3.7.6. Открытая граница, где жидкость может протекать в или из расчетной области в зависимости от локального градиента давления. Граничное условие для давления зависит от того, местный поток входящий или исходящий. В любом случае, предполагается, что количество, $H = \tilde{r}p + q^2/2$, остается постоянным вдоль линии тока. Предполагается также, что возмущение давления на границе указанного пользователем ввод, $\tilde{r}p_{ext}$, то есть по умолчанию равен нулю. Решатель Пуассона для количества, H , требуется условием Дирихле на открытой границе, то есть, его значение задано на границе расчетной области. В качестве примера, рассмотрим границы $x = x_{min}$. Граничное значение H определяется следующими выражениями в зависимости от направления потока на внешней поверхности ячейки:

$$H_{\frac{1}{2},jk} = \begin{cases} \frac{\tilde{p}_{ext}}{\rho_{1,jk}} + \frac{1}{2} \left(\tilde{u}_{1,jk}^2 + \tilde{v}_{1,jk}^2 + \tilde{w}_{1,jk}^2 \right) & \text{исходящее} \\ \frac{\tilde{p}_{ext}}{\rho_{\infty}} + \frac{1}{2} \left(u_{\infty}^2 + v_{\infty}^2 + w_{\infty}^2 \right) & \text{входящее} \end{cases} \quad (4.79)$$

3.7.7. Черта над компонентами скорости указывает среднее по соответствующим поверхностям ячейки сетки, прилегающим к границе. Индекс $\tilde{\cdot}$ обозначает указанной пользователем далеко поля скорости и плотности. Как правило, пока скорость поле равно нулю, но для моделирования с участием внешнего ветра, эти значения могут быть определены соответственно.

3.7.8. Твердые граничные условия

3.7.9. FDS использует простой, прямой заставляя метода погруженной границы (IBM) [35] к блоку декартовой геометрии. В этом разделе рассматриваются модификации, необходимые членов силы в уравнении импульса для IBM.

3.7.10. Прямые решатели Пуассона являются наиболее эффективными, если домен прямоугольной области, хотя другие геометрии, такие как цилиндры и сферы могут быть обработаны почти так же легко. Для этих решателей, нет потока условие простое назначать на внешних границах. Использование $x = x_{max}$ границы в качестве примера:

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -F_x - \frac{\partial u}{\partial t} \quad (4.80)$$

где F_x является x -компонента F у вентиляционного или сплошной стеной, и $u = \tilde{u}$ это указанный пользователем скорости изменения в x -компоненте скорости. В дискретизированном форме, решатель Пуассона поставляется с граничным условием Неймана

$$\frac{H_{I+1,jk} - H_{I,jk}}{\delta x} = -F_{x,I,jk} \quad (4.81)$$

потому что нормальной компоненты скорость равна нулю на этой границе от начала расчета.

3.7.11. Многие практические задачи, однако они связаны с более сложной геометрией. Для строительства пожаров, двери и окна в многоквартирных корпуса очень важны особенности моделирования. Эти элементы могут быть включены в общий домен как ячейки масках сетке, но не потока условие (4.81) не может быть непосредственно назначают в границах этих заблокирован ячеек. К счастью, можно использовать относительно небольшие изменения давления от одного временного шага к другому

для обеспечения не-поток состояния. В начале временного шага, компоненты конвекции / элемент диффузии F вычисляются на все поверхности ячеек, которые не соответствуют стен. В таких поверхностях ячеек, которые соответствуют твердыми стенками, но не расположены на наружной расчетной сетки, то назначают (с использованием примера выше, но теперь с $i \neq 1$):

$$F_{x,ijk}^n = -\frac{H_{i+1,jk}^{n-1} - H_{ijk}^{n-1}}{\delta x} - \frac{u_{ijk}^b - u_{ijk}^n}{\delta t} \quad (4.82)$$

при шаге предиктора, и

$$F_{x,ijk}^* = -\frac{H_{i+1,jk}^{*-1} - H_{ijk}^{*-1}}{\delta x} - \frac{u_{ijk}^b - \frac{1}{2}(u_{ijk}^* + u_{ijk}^n)}{\delta t/2} \quad (4.83)$$

на корректор шаг. Нет потока условие не в жизнь в твердой границы, установив нормальной составляющей скорости на этой границе до нуля. То есть, положим $u_{i,jk}^b = 0$. Если поток массы существует на границе, то $u_{i,jk}^b = u_n$, как описано в Разделе 3.2.3.

3.7.12. Обратите внимание, что $\bar{u}_1$ обозначает элемент давления, используемый в корректор часть предыдущего шага по времени. В обоих этих случаях, значение H_n или H_- не известно, это то, что мы решаем для. Вместо этого, значение H на предыдущем этапе времени используется для оценки градиента давления. Уравнения (4.82) или (4.83) утверждают, что после решения уравнения Пуассона для давления, желаемый нормальной составляющей скорости на следующем шаге по времени, u_- или u_{n+1} , будет определяться по отношению к $u_{i,jk}$.

3.7.13. Это условно, так как истинное значение производной по времени скорость зависит от решения уравнения давления, но с момента последней оценки давления используется, приближение довольно хорошо. Кроме того, хотя существуют небольшие ошибки в нормальной скорости на твердых поверхностях, расхождение каждой заблокирован ячейки остается точно равна нулю в течение всего срока расчета. Другими словами, полный поток в данную обструкция всегда тождественно равна нулю, а ошибка в нормальной скорости, как правило, по крайней мере, на несколько порядков меньше характерной скорости потока. При реализации в рамках предиктор-корректор схему обновления, нет потока условия на твердых поверхностях сохраняется достаточно хорошо. Если большая точность не требуется, уравнение Пуассона может быть решена итерационно в качестве граничного условия (4.82) или (4.83) обновляется с каждым последующим приближением градиент давления на сплошную стену.

3.7.14. Граничные условия на интерфейсах сетки

3.7.15. Схема продвижения времени для нескольких сетках предполагает усреднение нормальные компоненты скорости в сетку интерфейса для того, чтобы вести их в соответствие ближе. Поскольку FDS использует шахматном сетки, нормальной компоненты скорости сосуществуют на сетке интерфейс. Рассмотрим две сетки присоединились бок о бок в направлении x . Компонент u_l — u_l ; jk живет на правой границы левой стороны сетки, и u_0 — u_0 ; jk живет на левой границе правой стороны сетки. В идеале эти скорости должны быть одинаковыми, но они не из-за ошибки, связанные с решением давление на каждой сетки отдельно. В то время как элементарные компоненты скорости действительно являются уникальными для данной сетки, сетки для каждого мы можем определить дискретные "патч-усредненный" поля $\bar{u}$, которая идентична на всех узлах сетки перекрытия. Для этого мы просто усреднить совпадающие значения нормальной составляющей скорости на сетку интерфейсов. Например, учитывая тот же бок-о-бок сетки, как и раньше,

$$\bar{u}_l = \bar{u}_0 \equiv \frac{1}{2}(u_{l,jk} + u_{0,jk}) \quad (4.84)$$

для всех патч границ ячейки j и k . Здесь для простоты мы рассматриваем только случай, когда размеры ячеек эквивалентны для прилегающих сетки (грубо-тонкой сеткой интерфейсов возможны).

3.7.16. Чтобы увидеть, как новый патч усредненные поля используются, рассмотрим Predictor шаг во время продвижения, которые теперь могут быть записаны как

$$\mathbf{u}^* = \bar{\mathbf{u}}^n - \delta t (\mathbf{F}(\bar{\mathbf{u}}^n) + \nabla H^n) \quad (4.85)$$

3.7.17. Заметим, что (4.85) обновляет $\bar{u}$ поле на u поле. Другими словами, нормальные компоненты скорости на границе больше не соответствовать ожидаемым, поскольку отдельные поля давления не совпадают точно на границе раздела. Тем не менее, ошибка, вносимая в расхождении в соответствии с процедурой усреднения скорости корректируется производная по времени расхождение в уравнения давления:

$$\nabla^2 H^n = - \left(\frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^* - \nabla \cdot \mathbf{u}^n - \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}^n - \mathbf{u}^n)}{\delta t} \right) - \mathbf{F}(\bar{\mathbf{u}}^n) \quad (4.86)$$

3.7.18. Дополнительный член в производной по времени, $\tilde{\mathbf{u}}^n$ (un^{tilde}), «исправляет» расхождение ошибкой. Преимущество для усреднения нормальной компоненты скорости на сетке интерфейсов является то, что F является одинаковым на каждой стороне границы, так как все элементы силы определяются с использованием патч-усредненным поле. Это также означает, что тензоры напряжений, рассчитанный по сетке интерфейса (которые похоронены в F) симметричны; этой симметрии является необходимым условием для сохранения углового момента. Таким образом, патч-усреднение процедура предотвращает производство ложный завихренности на сетке интерфейсов.

3.7.19. Схема итерации давления

3.7.20. Уравнение (4.86) исправляет ошибку в расхождении в результате усреднения нормальной компоненты скорости, но это еще не гарантирует, что обновленный компонент скорости будут равны. Для привода двух нормальных компонент скорости ближе друг к другу, мы используем следующие итерационная схема в шаге предиктора, опять же с помощью интерфейса X направлении границы в качестве примера:

3.7.20.1. Определить элемент давления на интерфейсе сетки, H_B, в соответствии с граничными условиями Дирихле. Следует отметить, что верхний индекс "старой" относится к тому факту, что в этот момент, уравнение Пуассона для давления не решена:

$$H_B = \frac{H_I^{\text{old}} + H_1^{\text{old}}}{2} + \frac{\delta x}{4\delta t} (u_I^{*,\text{old}} - u_0^{*,\text{old}}) \quad (4.87)$$

3.7.20.2. Отметим также, что H ячейки в центре, таким образом, H_I находится в центре Ith ячейки сетки левого сетки стороны, и H₁ находится в центре первой ячейки сетки правой рукой сетки.

3.7.20.3. Решить уравнение Пуассона в каждую ячейку отдельно и обмена значениями H_I и H₁.

3.7.20.4. Предсказать нормальной составляющей скорости на следующем шаге по времени. Отметим, что граничное условие для интерфейса элемента давления эффективно приводит к следующему:

$$u_I^* = \tilde{u}_I^n - \frac{u_I^{*,\text{old}} - u_0^{*,\text{old}}}{2} - \delta t \left(F_{x,I}^n + \frac{(H_I^{\text{old}} + H_1^{\text{old}})/2 - H_I}{\delta x/2} \right) \quad (4.88)$$

$$u_0^* = \tilde{u}_0^n + \frac{u_I^{*,\text{old}} - u_0^{*,\text{old}}}{2} - \delta t \left(F_{x,0}^n + \frac{H_1 - (H_I^{\text{old}} + H_1^{\text{old}})/2}{\delta x/2} \right) \quad (4.89)$$

3.7.20.5. Повторите этот процесс, пока $|u_I - u_0|$ не падает ниже заданного допуска.

3.7.20.6. Для корректора шаг, процедура та же, за исключением граничного условия для элемента давления:

$$H_B = \frac{H_I^{\text{old}} + H_1^{\text{old}}}{2} + \frac{\delta x}{2\delta t} (u_I^{n+1,\text{old}} - u_0^{n+1,\text{old}}) \quad (4.90)$$

3.7.20.7. Толерантность скорости Толерантность скорости по умолчанию равна $|u_I - u_0| < 0.5\delta x$ и максимальное число итераций давления по умолчанию равно 10. Оба этих параметра может быть изменено в строке PRES.

4. ГОРЕНИЕ (ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИЕ ПОТОКИ)

4.1. Модель горения

4.1.1. Модель горения определяет среднюю химическую скорость массового производства веществ на единицу объема, $\dot{m}''$ 0A00 в уравнении переноса веществ, Уравнение (2.6). В общем, $\dot{m}''$ 0a00 требует закрытие модели, поскольку пламя толщина составляет порядка одного миллиметра в то время как сетки, как правило, порядка десятков сантиметров. В этой главе описывается частично перемешивают модель реактор периодического действия для $\dot{m}''$ 0a00 способен обрабатывать ряд условий перемешивания и химической кинетики. В не предварительно смешанные, быстрый предел химия, которая справедлива для подавляющего большинства приложений FDS, модель реактора

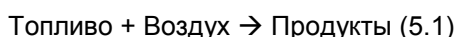
сводится к простому "смешанные сжигаются" приближение называется Концепция затухания вихря (EDC) [36, 37].

4.1.2. Модели горения также определяет скорость выделения тепла для единицы объема, $\dot{q}_{000}$, которая является количество фундаментальное значение в физике и огня обычно наибольший вклад в дивергенция скорости, Уравнение (3.24). После m'_{0a00} был определен, скорость тепловыделения следующим путем суммирования массовые расходы производства для каждого вещества раза их соответствующих теплоты образования. Подробности обсуждаются ниже в Разделе 5.2.2.

4.1.3. Прежде чем говорить о модели горения, мы должны сначала обсудить наш подход к дискретным веществам (Раздел 5.1), что снижает вычислительную нагрузку полной системы химических веществ путем объединения в группы, которые переносятся и реагируют вместе. Другими словами, мы уменьшаем количество уравнений переноса необходимо решить, что значительно увеличивает скорость кода. Наша основная смешивания контролируемой, быстрая модель химии горения представлены в Разделе 5.2.1, после чего сведения о вычислении скорость выделения тепла и простую модель для тепловых вымирания. Модель для смешивания масштабе времени (необходимо как EDC и общая модель реактора) обсуждается в Разделе 5.2.4. В Раздел 5.2.5, мы начинаем обсуждение наших обобщенной модели сгорания, который предназначен для обработки как быстрые, так и медленные химии, а также ряд условий перемешивания. Для огонь, этот метод перспективен для улучшенного монооксида углерода и сажи. Каждая вычислительная ячейка рассматривается как частично перемешивают в реакторе периодического действия с характерным время перемешивания. После реагенты смешаны, скорость реакции зависит от кинетики. Раздел 5.2.7 обсуждаются кинетические механизмы доступны в FDS, от бесконечно быстро химии (по умолчанию), чтобы Аррениус скорости законов и обратимые реакции.

4.2. Подход к дискретным веществам

4.2.1. В типичной проблеме FDS элементарные вещества дискретизируются в реагирующие группы, и мы рассмотрим простую реакцию



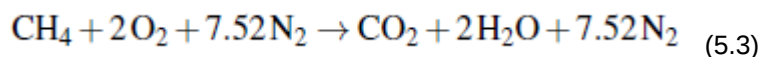
4.2.2. Мы ссылаемся на топливо, воздух и продукты в Уравнении (5.1) в качестве дискретных веществ. Подход к дискретным веществам является упрощенным ходом реакции переменной подход [38], в которой все переменные прогресса масса фракций. Это позволяет избежать осложнений, связанных с ограниченностью и плохо определенных начальных и граничных условий.

4.2.3. В простой реакции углеводорода, реагенты топлива, кислорода и азота и продуктов двуокиси углерода, водяного пара и азота. Массовые доли элементарных веществ приводятся по составу вектор

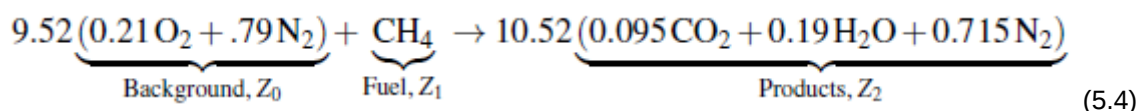
$$\mathbf{Y} = [Y_{\text{CH}_4} \ Y_{\text{O}_2} \ Y_{\text{N}_2} \ Y_{\text{CO}_2} \ Y_{\text{H}_2\text{O}}]^T \quad (5.2)$$

4.2.4. Дискретные вещества это группы элементарных веществ, которые существуют только в потоке в определенных пропорциях. Например, воздух можно считать дискретным веществом состоящим из 21% O_2 и 79% N_2 в объеме. Ключевым предположением, сделанным в дискретных элементарных веществах является то, что группы новых веществ переносятся (что предполагает равные диффузии) и реагируют вместе.

4.2.5. В отношении элементарных веществ, одну стадию реакции метана, Уравнение (5.1) можно записать в виде



4.2.6. Это эквивалентно



4.2.7. В Уравнении (5.4), 9,52 молей дискретных веществ фон реагирует с 1 молем дискретных веществ топлива, чтобы произвести 10,52 моль Продуктов дискретных веществ. Обратите внимание, что элементарные вещества были сгруппированы по объемной доле в дискретные вещества и стехиометрические коэффициенты дискретных веществ представляют собой сумму коэффициентов элементарных веществ из Уравнения (5.3).

4.2.8. Примечание В Уравнении (5.4), $9.52 \cdot 0.21$ только приблизительно равно 2. На практике атома баланса требует машинной точности. Чтобы смягчить эту проблему, FDS внутренне нормализует объемные доли дискретных веществ и делает все необходимые настройки в указанных дискретных стехиометрических коэффициентах.

4.2.9. Фон веществ не переносится. Встречается от $\sum_i Z_i = 1$. Вектор дискретных веществ Z индексируется от 0 до N_z . Таким образом, уравнения переноса N_z будут решены. В случае Уравнения (5.4), два уравнения переноса решены (топлива и продуктов), столько же, сколько в смеси фракций незавершенного переменного подхода.

4.2.10. Линейное преобразование из дискретных веществ в элементарные вещества дается

$$Y = AZ \quad (5.5)$$

где A это матрица преобразования (N_y строк $\times$ (N_z+1) столбцов). Каждый столбец A представляет собой различные дискретные вещества. Элементы A являются массовыми долями для каждого элементарного вещества в данном дискретном веществе:

$$a_{\alpha i} = \frac{v_{\alpha i} W_{\alpha}}{\sum_{\alpha} v_{\alpha i} W_{\alpha}} \quad (5.6)$$

где $u_{\alpha i}$ это объемные доли элементарных веществ α в дискретном веществе i .

4.2.11. Если мы хотим чтоб было элементарное вещество в Уравнении (5.4) и, в качестве примера, скажем у нас есть $Z = [0.3 \ 0.2 \ 0.5]^T$, можно перейти от дискретных веществ к элементарным веществам при помощи

$$Y = \begin{bmatrix} Y_{O_2} \\ Y_{N_2} \\ Y_{CH_4} \\ Y_{CO_2} \\ Y_{H_2O} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.2330 & 0 & 0 \\ 0.7670 & 0 & 0.7248 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0.1514 \\ 0 & 0 & 0.1238 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0.3 \\ 0.2 \\ 0.5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.0699 \\ 0.5925 \\ 0.2000 \\ 0.0757 \\ 0.0619 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

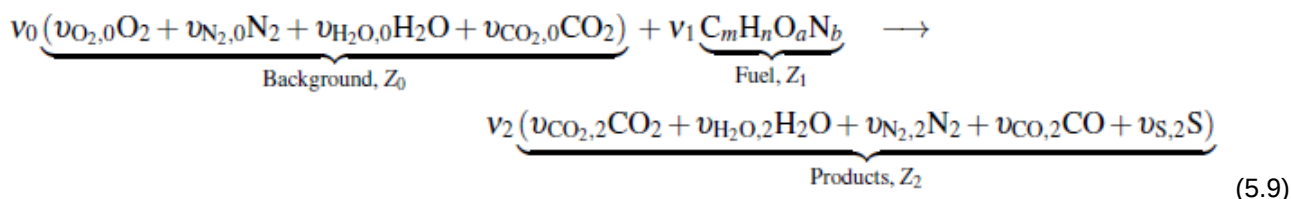
4.2.12. Чтобы преобразовать обратно в дискретные вещества из элементарных веществ мы можем использовать:

$$Z = BY \quad ; \quad B = (A^T A)^{-1} A^T \quad (5.8)$$

при условии что A имеет полный ранг и Y реализуемо (т.е. прямые преобразования, и это возможно).

4.2.13. Простая химия

4.2.14. Системы по умолчанию реакцию в FDS является топливом плюс фоновая (окислитель) идет на продукты, где продукты содержит диоксид углерода, водяной пар, азот, монооксид углерода и сажи. Для типичного углеводородного топлива, химической реакции



4.2.15. Здесь объемная доля элементарных веществ α в дискретных веществах i обозначается $u_{\alpha i}$ и стехиометрические коэффициенты для дискретных веществ i обозначаются ν_i .

4.2.16. Заданное СО и выделение сажи

4.2.17. Окись углерода и сажи урожайность по умолчанию равен нулю. Пользователь может указать СО и сажи дает (y_{CO} и y_S соответственно) на линии REAC, что определяет состав продуктов. СО выход, и аналогично для сажи, масса СО полученного на массу топлива отреагировал:

$$y_{CO} = \frac{\text{mass CO in Products}}{\text{mass of Fuel reacted}} \quad (5.10)$$

4.2.18. В этой системе реакции, Воздух (Фон) это дискретное вещество 0, Топливо это дискретное вещество 1, и Продукты это дискретные вещества 2. Чтобы найти стехиометрические коэффициенты СО и сажи в продуктах дискретных веществ, FDS использует

$$\nu_2 v_{CO,2} = -\nu_1 \frac{W_1}{W_{CO}} y_{CO} \quad (5.11)$$

$$v_2 v_{S,2} = -v_1 \frac{W_1}{W_S} y_S \quad (5.12)$$

4.2.19. Остальные коэффициенты приходят из атома баланса.

4.2.20. Рассмотрим метано-воздушную реакцию, в которой метан имеет заданный выход CO из $y_{CO} = 0:1$ и выход сажи $y_S = 0:01$. Система реакции FDS по умолчанию делит эти вещества на Продукты. Следует отметить, что, по умолчанию, воздух в основном состоит из кислорода и азота, но включает следовые количества диоксида углерода и паров воды. Для этой реакции матрицы преобразования, A, является

	Воздух	Топливо	Продукты
CH ₄	0.000000	1.000000	0.000000
N ₂	0.763017	0.000000	0.720373
O ₂	0.231163	0.000000	0.000000
CO ₂	0.000592	0.000000	0.143067
CO	0.000000	0.000000	0.005589
H ₂ O	0.005228	0.000000	0.130412
C	0.000000	0.000000	0.000559

4.2.21. Предыдущая таблица показывает, что добавление окиси углерода и сажи увеличивает количество элементарных веществ в реакции с пяти до семи. Количество дискретных веществ, однако, остается в рамках трех – состав Продуктов изменился, чтобы включить два дополнительных вещества.

4.2.22. **Элементарные вещества**

4.2.23. *Отслеживание Выбранных веществ (например, испаряющиеся капли)*

4.2.24. Есть случаи, такие как испарение капель или сложной химии, где отслеживание определенных элементарных веществ может быть необходимо (формально, элементарные вещества становятся своими собственными дискретными веществами с объемной долей 1). В тех случаях, разбрызгиватель сопла, например, воды пара, образующегося при сгорании живет в продукты и пары воды производится из испарения капель отслеживается отдельно. Испаряется водяной пар не может быть просто добавляю в продукты, потому что состав продуктов тогда изменится и, по определению, доля элементарных веществ в пределах заданных дискретных веществ не может измениться. Если требуется концентрация водяного пара в элементарных веществах, она может быть получена из Уравнения (5.7).

4.2.25. *Отслеживание всех веществ*

4.2.26. В случае, когда все элементарные вещества рассматриваются как отдельные дискретные вещества, A становится единичной матрицей. Одно из веществ обычно азот, должно быть выбрано в качестве Фона.

4.2.27. Обратите внимание, что отслеживание всех элементарных веществ может быть очень дорогим. Химические механизмы при горении могут потребовать от 10 до 100 или более веществ, и каждое уравнение переноса добавляет примерно 5% к вычислительным затратам.

4.3. Турбулентное горение

4.3.1. **Смешивание контролируемых Быстрый химии (по умолчанию)**

4.3.2. Для подавляющего большинства приложений FDS, "смешанные сжигается" приближение адекватно описывающие химию горения и основной химический элемент для топлива может быть смоделирован в Концепции затухания вихря (EDC) из Магнуссен и Йертаджер [36, 37]:

$$\dot{m}_F''' = -\rho \frac{\min(Z_F, Z_A/s)}{\tau_{mix}} \quad (5.13)$$

4.3.3. Здесь, Z_F и Z_A являются сосредоточенной массы фракций топлива и Воздуха, соответственно, и s является массовый коэффициент стехиометрического для Воздуха. Количество τ_{mix} представляет собой шкалу времени для смешивания, которая должна быть смоделирована (см. Раздел 5.2.4).

4.3.4. Модель EDC поэтому говорится, что норма расхода топлива пропорционально как на местном, предельная концентрация реагента и местные скорости перемешивания. Как мы увидим ниже, модель EDC является предельным случаем обобщенной частично перемешивают модель реактор периодического действия, в которых все реагенты первоначально несмешанными и скорость химической кинетики бесконечна.

4.3.5. **Скорость тепловыделения**

4.3.6. Каждая химическая реакция в FDS должна быть определена с топливом и достаточную информацию таким образом, что теплота образования известна для каждого участвующего вещества. Выделение тепла на единицу объема находится путем суммирования скорости производства массы веществ на соответствующее тепло образования веществ:

$$\dot{q}''' \equiv - \sum_{\alpha} \dot{m}_{\alpha}''' \Delta h_{f,\alpha} \quad (5.14)$$

4.3.7. Ограничитель скорости тепловыделения

4.3.8. Существует необходимость в определенных ситуациях, чтобы положить верхнюю границу на местную скорость тепловыделения на единицу объема. Причиной этого является то, что FDS применяется при длинах от миллиметров до нескольких десятков метров, а разрешение численной сетки иногда слишком грубой для эффективной работы. Масштабирование анализ бассейна пожаров Орлов и де Рис [39] показывает, что пространственная средняя скорость тепловыделения пожара составляет около 1200 кВт/м³. FDS использует менее ограничительной верхней границей на местную скорость тепловыделения на единицу объема:

$$\dot{q}_{\text{upper}}''' = 200/\delta x + 2500 \text{ kW/m}^3 \quad (5.15)$$

4.3.9. Значение 200 кВт/м² является эмпирически верхней границей скорости выделения тепла на единицу площади листа пламени и δx является характерный размер ячейки (м).

4.3.10. Затухание

4.3.11. Моделирование подсеточного масштаба пожаротушения газовой фазы и затухания по-прежнему вызывает активные исследования в сообществе по вопросам горения. Физические механизмы, лежащие в основе этих явлений являются сложными, и даже упрощенные модели по-прежнему полагаться на точный прогноз температуры пламени и местной скорости деформации, ни один из которых легко доступны в расчете LES.

4.3.12. Ограничение смешивания контролируемой реакции описанной выше модели является то, что он принимает топливо и кислород реагируют всегда, независимо от местных условий по температуре, разбавление или деформации. Для крупномасштабных, хорошо вентилируемым пламенем, это приближение обычно достаточно. Однако, если огонь в соответствии проветриваемом отсеке, или если агент, такой как подавление водяного тумана или CO₂ вводится, или если напряжение между топливом и окислительных потоков высока, горение не может произойти.

4.3.13. FDS использует простые эмпирические правила, которые игнорируют деформации предсказать местного вымирания в течение определенного ячейки сетки на основе решенных концентраций веществ и средней температуры ячейки. Исчезновение умолчанию FDS модель состоит из двух отдельных частей на основе концепции критической температуры пламени [40]. Если один критерий не выполняется, то нет никакой химической реакции и $\dot{m}'_0 = 0$ и $\dot{q}'_0 = 0$ для того шага времени.

4.3.13.1. Если температура ячейки ниже температуры самовоспламенения для всех видов топлива в ячейке, тогда горение подавляется. Температура самовоспламенения для каждого вида топлива по умолчанию равен нулю, так что обычному пользователю не нужно указывать источник воспламенения.

4.3.13.2. Если потенциал выделения тепла сгорания из местного карман стехиометрический топливно-воздушной смеси продуктов не может поднять температуру этой смеси выше определены эмпирически предельной температуры пламени, TLFT, то сгорание подавляется. Пусть Z_F, Z_A и Z_P обозначают решенные массовые доли дискретных веществ Топлива₁, Воздуха и Продуктов₂ в начале шага по времени горения. Массовые коэффициенты стехиометрической на охрану атмосферного воздуха с. На основе предельной реагент, массы в местной карман стехиометрической смеси определяются как

$$\Delta Z_{BF} = \min(Z_F, Z_A/s), \quad BF = \text{"Burning-Fuel"} \quad (5.16)$$

$$\Delta Z_A = s \Delta Z_{BF} \quad (5.17)$$

$$\Delta Z_{NF} = \Delta Z_A + (\Delta Z_A/Z_A)(Z_P + (Z_F - \Delta Z_{BF})), \quad NF = \text{"Non-Fuel"} \quad (5.18)$$

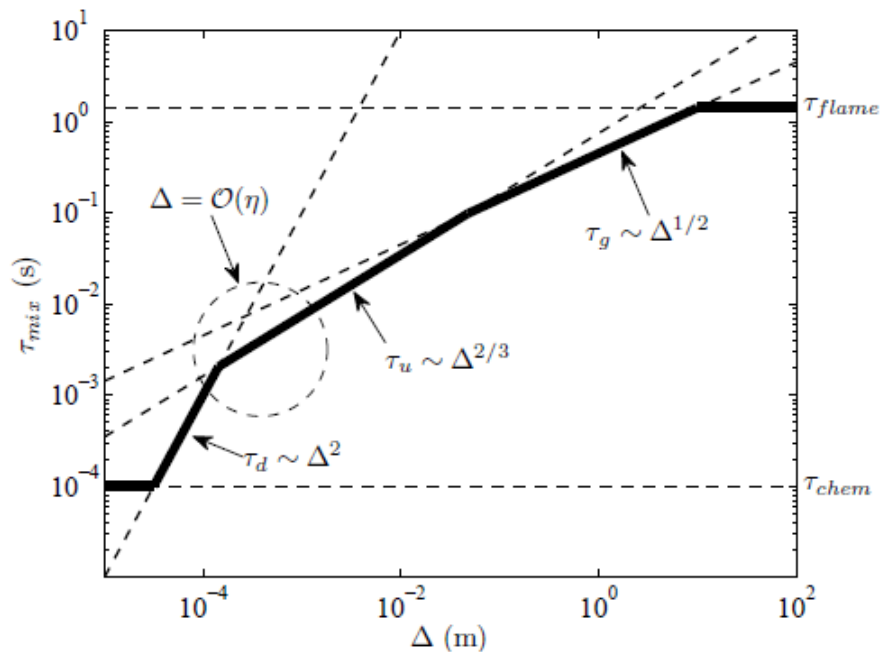
4.3.13.3. Исчезновение критерием при этом имеет вид

$$\Delta Z_{NF} h_{NF}(T) + \Delta Z_F (h_F(T) + \Delta h_{c,F}) < \Delta Z_{NF} h_{NF}(T_{LFT}) + \Delta Z_F h_F(T_{LFT}) \quad (5.19)$$

4.3.13.4. где T это начальная температура ячейки среднего и $\Delta h_{c,F}$ является теплота сгорания топлива.

- 4.3.14. В дополнение к исчезновению модели, описанной выше, существует возможность в FDS, чтобы выбрать более простую исчезновения модели, основанной на предельной концентрации кислорода. Детали этой модели обсуждаются в Приложении D.
- 4.3.15. Время реакции масштабной модели
- 4.3.16. В этом разделе мы предоставляем выражение для времени перемешивания на основе местного состояние поля течения. Основная идея модели мы предлагаем здесь, чтобы рассмотреть три физических процессов диффузии, подсеточный масштаб (SGS) адвекция и плавучей ускорение и принять самый быстрый из этих процессов (локально) в качестве управляющего масштабе времени потока.
- 4.3.17. Важно учитывать поведение модели, как ширина LES фильтр (размер ячейки) изменяется. Время перемешивания для диффузии, SGS адвекции и плавучей масштабе ускорение по-разному с фильтром ширины и, если мы посмотрим на пределы фильтра весы интересная картина. Как показано на Рис. 5.1, давайте двигаться слева направо по горизонтальной оси после толстая черная линия, которая представляет наше время масштабная модель для гипотетического состояния потока. Во-первых, обратите внимание, что масштаб время реакции должно быть больше или равно масштабах химические время t_{chem} , которая, хотя обычно мало, конечно. При несколько большем масштабе мы ожидаем, что время перемешивания изменяется пропорционально квадрату ширины фильтра, так как смешивание контролируется молекулярной диффузии. В этом режиме обозначается TD, численное решение является DNS и это масштабирование Закон вступает в силу в то время как D меньше, чем масштабы Колмогорова, η , длина шкалы из самых маленьких турбулентных вихрей (для этого обсуждения мы предполагаем, что число Шмидта (Sc) порядка единицы). При достаточно высоких числах Рейнольдса потока (таких, что инерционного интервала есть), а фильтр ширина увеличивается за шкалой Колмогорова мы столкнулись с режимом, отмеченные t_u , где турбулентного переноса контролирует скорость смешивания и перемешивания изменяется как две трети Сила фильтра ширина [14]. Это режим, при котором наиболее LES подмоделям действительны (Это важно понимать, что огонь отличается от турбулентного горения в предположении, что локально высокие Re часто недействительны).
- 1 - При наличии нескольких видов топлива все временно сгруппированы в одно дискретное вещество для целей модели исчезновения.
 - 2 - Здесь Продукты обозначают вещества продуктов от предыдущих шагов по времени и для всех других разбавителей в системе.
- 4.3.18. Теперь представим себе, что должно произойти, чтобы время смешивания в качестве фильтра ширина увеличивается за инерционным интервале до длины шкалы больше, чем высота пламени сам (на самом деле возможности в моделировании лесных пожаров). Мы не ожидаем, что инерциальные диапазон масштабирования, чтобы продолжить через так называемые "содержащие энергию" спектр турбулентных масштабах длины. Напротив, для пожаров, которые обычно плавучесть управляемых потоков - мы ожидаем, что плавучий ускорение для управления смешиванием при этих относительно грубых масштабах. Масштабе времени на основе постоянным ускорением идет как квадратный корень ширина фильтра, как показано на режим отмечены t_g на схеме. Этот сдвиг в масштабировании могут появиться незначительные учитывая логарифмическом характере сюжета, но эффект от ускорения на основе временного масштаба действительно значимых для больших размеров ячейки. Наконец, отметим, что высота пламени представляет собой ограничение на масштаб времени реакции, здесь обозначается t_{flame} , так как все топливо должно быть использовано в течение одной ячейки.
- 4.3.19. Конечно, относительную важность физических процессов, будет зависеть от потока. Например, если сила тяжести слаба линия t_g смещается вверх и не могут влиять на время реакции перед масштабе времени пламя будет достигнута. Если поток высокой турбулентностью, инерционный диапазон масштабирования может быть более доминирующим, которое будет указано понижением линии t_u . Или, сильно турбулентной струе пламени t_{flame} может быть достигнуто до масштабов Время разгона имеет никакого эффекта. Возможно, еще более типично для низкого пожаров напряжения, если инерционного интервала не существует (если число Рейнольдса слишком низка по сравнению с Фруда), то линия t_u на Рис. 5.1 перемещается вверх из общей картины, и мы остались с диффузия и плавучесть контролировать смешивание.
- 4.3.20. Жирной сплошной линией на Рис. 5.1 математически представлена

$$\tau_{mix} = \max(\tau_{chem}, \min(\tau_d, \tau_u, \tau_g, \tau_{flame})) \quad (5.20)$$



4.3.21. Рис. 5.1: Время реакции масштабной модели.

4.3.22. Математические детали подмоделям являются следующими:

$$\tau_d = \frac{\Delta^2}{D_F} \quad (5.21)$$

$$\tau_u = \frac{\Delta}{\sqrt{2k_{sgs}}} \quad (5.22)$$

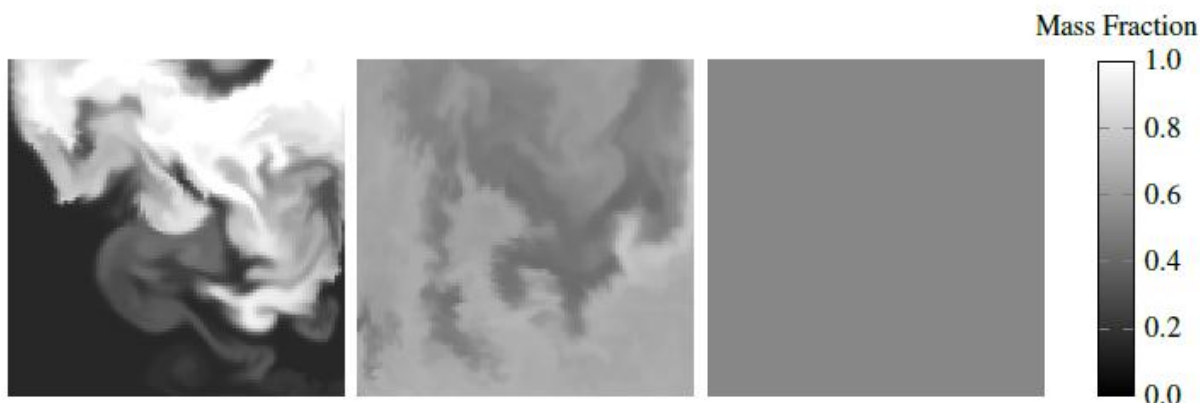
$$\tau_g = \sqrt{2\Delta/g} \quad (5.23)$$

где D_F это диффузия веществ топлива. Обратите внимание, что k_{sgs} является незакрытой подсчетной кинетической энергией на единицу массы, которая по умолчанию берется из модели для турбулентной вязкости (см. Раздел 4.2). Время разгона масштабе τ_g это время, необходимое, чтобы пройти расстояние D начиная из состояния покоя под постоянным ускорением, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$.

4.3.23. **Частично перемешивать Модель реакторе периодического действия**

4.3.24. Моделирование химических реакций в турбулентных течений математически сложной задачей из-за масштабов длины и времени, связанные с реакциями может быть на несколько порядков ниже того, что может быть пространственным и временным разрешением на моделировании. Когда топливо и окислитель первоначально несмешанные (диффузионного пламени) и кинетики быстро по сравнению с перемешиванием, простой концепции затухания вихря (EDC) модели [36, 37] является достаточным. Однако для более сложных химически реагирующих потоков, таких как монооксид углерода и сажи, где вес реакции и времени перемешивания могут перекрываться, мы требуем более обобщенный подход.

С этой целью мы разработали простой метод смешивания среду, чтобы закрыть средний основной химический элемент, $m^{\circ} \text{ Oa00}$ в Уравнении (2.6). Для чистого пламени диффузии наш способ аналогичен EDC, но этот способ не ограничивается диффузией пламени. Считается, что каждая расчетная ячейка является частично перемешивают реактор периодического действия. В начале временного шага, каждая ячейка имеет начальную концентрацию вещества (реагентов, продуктов, инертные), которые существуют с некоторой степенью перемешивания. По умолчанию, каждая ячейка полностью несмешанные в начале временного шага (соответствующий диффузионным пламенем). Как правило, скорость перемешивания преобладают турбулентности. Время перемешивания, t_{mix} , обсуждалось в Разделе 5.2.4. После смешивания вещества могут реагировать на основе указанных кинетических параметров реакций может быть бесконечно быстро или регулируется законом Аррениуса скорости (Раздел 5.2.6).



4.3.25. Рис. 5.2: Подсеточный масштаб переноса и смешивание. Последовательность изображений изображен гипотетический расчетной ячейки со средней массовой долей 0,5 и слева направо, повышение уровня перемешивания.

4.3.26. В начале интеграции модели реактора, уравнения переноса веществ были решены, и мы знаем, что средние концентрации ячейки всех реагентов в нашей химической системы. В этом разделе, мы будем рассматривать с точки зрения массовых долей элементарных веществ. Средняя массовая доля ячейки α в зависимости от времени, обозначается $Y_\alpha(t)$.

4.3.27. Перенос в сравнении со смешиванием

4.3.28. В турбулентном горении, перенос и смешивание можно легко спутать. Это особенно важно различать эти явления при рассмотрении бесконечно быстро химии, потому что в этом случае речь идет смешивание (не перенос), который диктует скорость реакции.

4.3.29. FDS использует схему расщепления времени (см. Разделы 2.7 и 3.2.2) для решения уравнений веществ, в которых мы вначале считаем перенос (как адвективные и диффузионного), а затем вычисляем перемешивания. Следует отметить, что перенос из-за турбулентной диффузии (остаточный переноса массового между ячейками из-за нерешенных движения жидкости), не смешивается химических веществ на молекулярном уровне, требование к химической реакции, чтобы продолжить. (Обратите внимание, что турбулентное перемешивание ли увеличить скорость смешивания за счет увеличения площади контакта между несмешанных областей состав пространства). Это показано на Рис. 5.2. На крайнем левом, показано гипотетическое расчетной ячейки в конце шага переноса и начала перемешивания и реакционную стадию в нашем алгоритме. Обратите внимание, что есть подсеточного распределения массовой доли веществ. Локально в пространстве массовой доли может быть чистым топливом или чистого окислителя. На этом изображении, где уже существуют различные оттенки серого, то можно отметить, что начальное условие ячейки не может быть чисто несмешанные. Как мы переходим к правой в нашей последовательности изображений, локальный состав ячейки расслабляется к среднему значению 0,5.

4.3.30. Взаимодействие путем обмена со средней (IEM) моделью смешивания

4.3.31. Простейшая модель смешивания это взаимодействие путем обмена со средней (IEM) моделью. IEM означает, что в отсутствии химической реакции, местные массовые доли соблюдают следующие ODE:

$$\frac{dY_\alpha}{dt} = \frac{1}{\tau_{\text{mix}}} (\bar{Y}_\alpha - Y_\alpha) \quad (5.24)$$

где τ_{mix} является характерным время смешивания для ячейки (см. Раздел 5.2.4). Для этого обсуждения, детали времени перемешивания не важны, просто отметим, что малые значения τ_{mix} соответствуют высокой интенсивностью турбулентности (быстрого перемешивания), и наоборот.

4.3.32. Упрощенная среда смешивания

4.3.33. В нашей модели локальной концентрации в любой точке внутри ячейки существуют в одном из двух состояний: полностью несмешанным смешанной или полностью. С $y_\alpha \in [0;1]$ представляющее образец места для композиции, подсеточной функции плотности распределения вероятностей (PDF) можно записать в виде

$$f(\psi_\alpha) = w_1 \delta(0 - \psi_\alpha) + w_2 \delta(1 - \psi_\alpha) + w_3 \delta(\bar{Y}_\alpha - \psi_\alpha) \quad (5.25)$$

где $\delta(x)$ является дельта-функцией Дирака. Другими словами, если мы посмотрим на определенную точку в пространстве, массовая доля вещества α может быть только 0, 1, или равна средней ячейке, $\bar{Y}_\alpha$. Веса w_i должны удовлетворять интегральными ограничениями на ячейки: $\int_0^1 y_\alpha f(y_\alpha) dy_\alpha = \bar{Y}_\alpha$.

4.3.34. Для удобства (мы увидим, почему это удобно в данный момент), мы определяем несмешанными фракции, $z(t)$, а доля ячейки, действующих по состоянию 0 или 1. Чтобы удовлетворить интегральными ограничениями, PDF веса должны затем быть

$$w_1 = \zeta (1 - \bar{Y}_\alpha) \quad (5.26)$$

$$w_2 = \zeta \bar{Y}_\alpha \quad (5.27)$$

$$w_3 = 1 - \zeta \quad (5.28)$$

4.3.35. Как показал Поуп [14], PDF развивается уравнением Фоккера-Планка

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \psi_\alpha} \left(f \left\langle \frac{\partial Y_\alpha}{\partial t} \middle| \psi_\alpha \right\rangle \right) \quad (5.29)$$

4.3.36. Член справа в угловых скобках условный элемент диффузии, которая требует закрытия. Использование IEM, Уравнение (5.24), в качестве модели для этого элемента, Уравнение (5.29) следует, что несмешанными фракции, z , определяется следующим простым ODE1:

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{\zeta}{\tau_{\text{mix}}} \quad (5.30)$$

с решением

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp(-t/\tau_{\text{mix}}) \quad (5.31)$$

4.3.37. Мы можем думать о начальном несмешанными долю $z_0 = 1$ (по умолчанию) как представляющие диффузионного пламени и $z_0 = 0$, как предварительно смешанного пламени.

1 - Это является хорошим упражнением для читателя. Подсказка: Просто обратите внимание на эволюцию второго члена в Уравнении (5.25) и используйте Приложение С в работе Поупа [14].

4.3.38. Эволюция состава в смешанной зоне реактора

4.3.39. Как показано выше, настоящее модели реактора разделов ячейки на две зоны: зону несмешанные и смешанные зоны. Только смешанной зоне могут вступать в химическую реакцию. Нашей целью в данном разделе, чтобы описать скорость изменения состава в смешанной зоне. Эта композиция меняется на две процессов: смешивания (масса перетекает от несмешанных зоны в микст-зоне) и химическая реакция. Смешанный состав зоны разворачивается во времени над шагом FDS время dt . В конце временного шага, смешанных и несмешанных зоны рекомбинации с получением среднего состава конечной ячейки, $Y_\alpha(dt)$.

4.3.40. Общая масса внутри реактора (расчетной ячейки) постоянна по времени шагом. Обозначим эту массу ρV , где ρ это начальная плотность массы ячейки и V является объемом ячейки. Несмешанными масса обозначается $U(t)$ и смешанная масса обозначается $M(t)$. Учитывая Уравнение (5.31), следующие уравнения описывают эволюцию массы ячейки:

$$\rho V = U(t) + M(t) \quad (5.32)$$

$$U(t) = \zeta(t) \rho V \quad (5.33)$$

$$M(t) = (1 - \zeta(t)) \rho V \quad (5.34)$$

4.3.41. В смешанной зоне реактора, пусть $m_\alpha(t)$ обозначает массу веществ α . Массовая доля α в смешанной зоне обозначается

$$\hat{Y}_\alpha(t) \equiv \frac{m_\alpha(t)}{M(t)} \quad (5.35)$$

4.3.42. Эта концентрация важно, потому что всяком случае Аррениуса уравнений (см. ниже) будет основываться на смешанный состав только.

4.3.43. ODE регулирующие массу смешанных веществ это

$$\frac{dm_\alpha}{dt} = M \frac{d\hat{Y}_\alpha}{dt} + \hat{Y}_\alpha \frac{dM}{dt} = M \frac{d\hat{Y}_\alpha}{dt} - \bar{Y}_{\alpha,0} \frac{dU}{dt} \quad (5.36)$$

4.3.44. Первый член в RHS представляет химической кинетики. Второй член учитывает перемешивание. Следует отметить, что на втором этапе мы использовали тот факт, что несмешанная композиция остается постоянной (в начальной ячейке среднее значение) в течение временного шага. Используя Уравнения (5.30) и (5.33), второй член становится

$$-\bar{Y}_{\alpha,0} \frac{dU}{dt} = \frac{\bar{Y}_{\alpha,0} U(t)}{\tau_{\text{mix}}} \quad (5.37)$$

4.3.45. Скорость реакции, d^*Y_α/dt , обсуждается в Разделе 5.2.6. Скорость реакции может быть "быстрой" (по умолчанию) или на основе закона скорости Аррениуса. Интегрирование Уравнения (5.36) для этих особых случаев обсуждается в Разделе 5.2.7.

4.3.46. После конечного смешанного масса зона известно, состав расчетной ячейке находится путем рекомбинации несмешанные и смешанные части:

$$\bar{Y}_\alpha(\delta t) = \zeta(\delta t) \bar{Y}_{\alpha,0} + (1 - \zeta(\delta t)) \hat{Y}_\alpha(\delta t) \quad (5.38)$$

4.3.47. Наконец, средний основной химический элемент необходимый в Уравнении (3.15) задается

$$\dot{m}_\alpha''' = \rho \frac{\bar{Y}_\alpha(\delta t) - \bar{Y}_{\alpha,0}}{\delta t} \quad (5.39)$$

4.3.48. *Предельный случай: концепция затухания вихря*

4.3.49. Когда реагенты первоначально несмешанным ($z_0 = 1$) и химической кинетики взяты бесконечно быстрым, наша модель сводится к модели EDC показывает Уравнение (5.13).

4.3.50. Доказательство: Рассмотрим Уравнение (5.39) оценивается для бесконечно малого приращения времени Δt при $a = F$. Используя Уравнение (5.38) имеем

$$\begin{aligned} \dot{m}_F''' &= \rho \frac{\bar{Y}_F(\Delta t) - \bar{Y}_{F,0}}{\Delta t} \\ &= \rho \frac{1 - \zeta(\Delta t)}{\Delta t} [\hat{Y}_F(\Delta t) - \bar{Y}_{F,0}] \end{aligned} \quad (5.40)$$

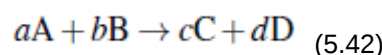
4.3.51. Далее, заметим, что в случае, когда реагенты несмешанные, доля массы топлива в смешанной зоне реактора при Δt является $\bar{Y}_{F,0} + \Delta \hat{Y}_F$. Далее, используя Уравнение (5.31), в главном порядке получаем

$$\begin{aligned} \dot{m}_F''' &= \rho \frac{1 - \zeta_0 e^{-\Delta t / \tau_{\text{mix}}}}{\Delta t} \Delta \hat{Y}_F \\ &= \rho \frac{1 - \zeta_0 (1 - \frac{\Delta t}{\tau_{\text{mix}}})}{\Delta t} \Delta \hat{Y}_F \\ &= \rho \frac{\Delta \hat{Y}_F}{\tau_{\text{mix}}} \\ &= -\rho \frac{\min(\hat{Y}_F, \hat{Y}_A/s)}{\tau_{\text{mix}}} \end{aligned} \quad (5.41)$$

что соответствует Уравнению (5.13) с массовой фракции записывается через смешанный состав зоны.

4.3.52. **Конечной скоростью химии (реакция Аррениуса)**

4.3.53. Рассмотрим простой один шаг вперед реакции



4.3.54. Выражение скорости для вещества A со смешанной зоне концентрации C_A в моль/л и постоянной скорости k :

$$\frac{dC_A}{dt} = -k C_A^a C_B^b \quad (5.43)$$

4.3.55. Рассмотрим набор N_r реакций с топливом F. Скорость реакции (моль/(л·с)) для F в i th реакции это:

$$r_{F,i} = -k_i \prod C_{\alpha}^{a_{\alpha,i}} \quad (5.44)$$

4.3.56. Для i th реакции Аррениуса, постоянная скорости, k_i , зависит от температуры, T , температурный показатель, n_i , предэкспонент A_i , энергия активации, E_i :

$$k_i = A_i T^{n_i} e^{-E_i/RT} \quad (5.45)$$

4.3.57. Следует отметить, что единицы E это Дж/моль и единиц A зависят от порядка реакции и принимать соответствующую форму для обеспечения единицы Уравнения (5.44) являются правильными.

4.3.58. Скорость реакции для вещества α i th реакции основано на соотношении стехиометрических коэффициентов:

$$r_{\alpha,i} = \left(\frac{v_{\alpha,i}}{v_{F,i}} \right) r_{F,i} \quad (5.46)$$

4.3.59. Изменение концентрации для вещества α в смешанной зоне реактора, тогда:

$$\frac{dC_{\alpha}}{dt} = \sum_i r_{\alpha,i} \quad (5.47)$$

4.3.60. FDS только переносит дискретные вещества, и только дискретные вещества могут быть потреблены или созданы. Однако следует отметить, что любое из элементарных веществ может участвовать в законе скорости реакции.

4.3.61. Это более удобно для FDS работать в условиях массовых долей, Y_{α} . Концентрации (моль/л) и массовые доли (кг а/ кг) связаны $C_{\alpha} = Y_{\alpha} \rho = W_{\alpha}$. Для упрощения вычислений в FDS, плотность и молекулярный вес вытягиваются из произведения концентрации на правой стороне Уравнения (5.44) и рассчитанные с другими постоянными, чтобы сформировать A'_i :

$$A'_i = A_i \rho^{\sum a_{\alpha}} \prod W_{\alpha}^{-a_{\alpha,i}} \quad (5.48)$$

4.3.62. Используя A'_i , скорость становится:

$$r'_{F,i} = -A'_i T^{n_i} e^{-E_i/RT} \prod Y_{\alpha}^{a_{\alpha,i}} \quad (5.49)$$

4.3.63. Скорость реакции на основе массы для вещества α в i th реакции составляет:

$$r'_{\alpha,i} = \left(\frac{v_{\alpha,i} W_{\alpha}}{v_{F,i} W_F} \right) r'_{F,i} \quad (5.50)$$

4.3.64. Последнее, скорость изменения состава для вещества α (кг/а/(м³ _с)) в смешанной зоне реактора становится:

$$\frac{d\hat{Y}_{\alpha}}{dt} = \frac{1}{\rho} \sum_i r'_{\alpha,i} \quad (5.51)$$

4.3.65. Время интеграции химических реакций

4.3.66. В этом разделе мы обсудим численное решение Уравнения (5.36). Решение $m_{\alpha}(t)$ используется вместе с $M(t)$ в Уравнении (5.35) для определения эволюции массовой долей в смешанной зоне реактора, $\hat{Y}_{\alpha}(t)$.

4.3.67. Пусть Δt_k представляет k th под-временной интервал в интеграции (не обязательно равный временному шагу Δt программы FDS), $t_k = 0$ в начале интеграции реактора. Интеграции промежуточного времени таким образом, что смешивание делается первый, с последующей реакцией. Простое явное обновление Уравнения (5.36) по суб-временного интервала t_k до $t_k + \Delta t_k$ представлено

$$m_{\alpha}^* = m_{\alpha}(t^k) + [\zeta(t^k) - \zeta(t^k + \Delta t^k)] \rho V \bar{Y}_{\alpha,0} \quad (5.52)$$

$$m_{\alpha}(t^k + \Delta t^k) = m_{\alpha}^* + M(t^k + \Delta t^k) \Delta \hat{Y}_{\alpha}^* \quad (5.53)$$

4.3.68. Верхний индекс * указывает после смешивания, предварительное значение реакции. На первом этапе, Уравнение (5.52), является аналитическое решение для стадии смешивания (второй член в

Уравнении (5.36)) над подинтервал, полученная с помощью Уравнений (5.37), (5.33) и (5.31). Несмешанные фракции $z(t_k)$ и $z(t_k + \Delta t_k)$ получаются из Уравнения (5.31). Смешивание $tmix$ масштабе времени, необходимого в уравнении. (5.31) вычисляется один раз за временной шаг FDS и поддерживается постоянным в процессе интеграции реактора. Смешанная масса, $M(t_k + \Delta t_k)$, оценивается в конце отрезка используя Уравнение (5.34). Для одного шага, смешивания контролируемой реакции, мы берем только один подэтап и $\Delta t = dt$. Это обсуждается более подробно ниже.

4.3.69. Метод определения $\hat{Y}_\alpha$ (изменение массовой доли за счет химических реакций) в Уравнении (5.53) зависит от сложности реакционной системы. Ниже мы сначала обсудим простейшую (по умолчанию) случае одного шага, смешивание контролируемые (бесконечно быстро) реакции. Затем мы обсудим несколько быстрых реакций. И, наконец, химии конечной скорости.

4.3.70. После смешанной массы зона была обновлена, смешанных фракций массы зоны вычисляются

$$\hat{Y}_\alpha(t^k + \Delta t^k) = \frac{m_\alpha(t^k + \Delta t^k)}{M(t^k + \Delta t^k)} \quad (5.54)$$

4.3.71. В конце времени интеграции, смешанный состав зоны, $\hat{Y}_\alpha(dt)$, в сочетании с несмешанные массы в Уравнении (5.38), чтобы получить окончательный состав ячейки.

4.3.72. *Бесконечно быстрая реакция (по умолчанию)*

4.3.73. На практике для быстрого химии E и p в Уравнении (5.49) установлены в нуль, что устраняет температурную зависимость от скорости выражения. Показатели вещества, a_α , в Уравнениях (5.48) и (5.49), также устанавливается на ноль, чтобы удалить концентрационных зависимостей. Наконец, предэкспонент, A_0 , установлен в 1_{-1016} . В результате dY_F/dt становится достаточно большим, что топливо в смешанной зоне может быть стехиометрически потребляется за один шаг времени, делая ее скорость бесконечна. Изменение в топливе на основе предельной реагент:

$$\Delta \hat{Y}_F = -\min \left(\hat{Y}_F, \hat{Y}_\alpha \frac{v_F W_F}{v_\alpha W_\alpha} \right) \quad ; \quad \text{for all reactants, } \alpha \quad (5.55)$$

для всех реагентов, α (5.55)

4.3.74. *Несколько бесконечно быстрых реакций: Параллельные реакции*

4.3.75. Специальная обработка необходима для множественных бесконечно быстро, кислород ограниченной реакции. В этой ситуации реакция не берет начало с другом, и каждый хочет, чтобы потреблять все доступные окислителя. Таким образом, кислород должен быть распределен в некоторых разумных пределах.

4.3.76. Первым шагом в подход заключается в определении количества окислитель присутствует в смешанной зоне реактора. Далее, мы рассчитать количество необходимых для окислителя стехиометрическом потребляют все топливо в каждой реакции. Если требуемое окислитель больше, чем то, что доступно затем смешанный зоне реактора глобально богатой топливом.

4.3.77. Если ячейка будет установлено, что глобально обогащенного топлива, то для каждой реакции определяем концентрацию стехиометрических топлива на основе предельных реагента:

$$\hat{Y}_{F,lim,i} = \min \left(\hat{Y}_F, \hat{Y}_\alpha \frac{v_F W_F}{v_\alpha W_\alpha} \right) \quad ; \quad \text{для всех реагентов, } \alpha \text{ в реакции } i \quad (5.56)$$

4.3.78. Чтобы предотвратить больше, чем доступное количество окислителя из потребляется, весовой коэффициент, w_i , для i th реакции рассчитывается на основании предельного количества топлива:

$$w_i = \frac{\hat{Y}_{F,lim,i}}{\sum_i \hat{Y}_{F,lim,i}} \quad (5.57)$$

4.3.79. Предельное изменение топливо для i th реакции становится

$$\Delta \hat{Y}_{F,i} = -\hat{Y}_{F,lim,i} w_i \quad (5.58)$$

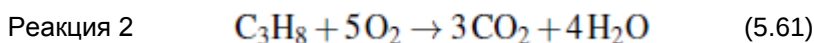
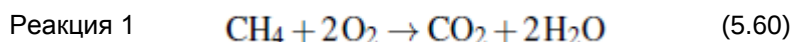
4.3.80. *Изменение состава веществ*

4.3.81. Использование стехиометрического изменение концентрации топлива, изменение каждого вещества для i th реакции задается

$$\Delta \hat{Y}_\alpha = \sum_i \left(\frac{v_{\alpha,i} W_\alpha}{v_{F,i} W_{F,i}} \right) \Delta \hat{Y}_{F,i} \quad (5.59)$$

4.3.82. Пример: Горение готовой смеси метана-пропана при ограничении кислорода

4.3.83. Рассмотрим случай, когда есть два, один реакций окисления углеводородного шаг:



4.3.84. Исходный состав предварительно смешанного в реакторе составляет 30% метана, 40% пропана и 30% кислорода по массе. На основе стехиометрии реакции, Уравнения (5.60) и (5.61), а состав реактора, реактор кислорода ограничено. Это означает, что количество топлива, настоящее требует более доступного кислорода для полного сжигания. Для предотвращения топлива от вождения концентрация кислорода в нефизических отрицательной величиной, первым шагом является использование Уравнения (5.56), чтобы найти стехиометрического концентрации топлива на основе предельных реагента:

$$\hat{Y}_{F,\text{lim},1} = \min \left(0.3, 0.3 \frac{(-1)(16)}{(-2)(32)} \right) = 0.0752 \quad (5.62)$$

$$\hat{Y}_{F,\text{lim},2} = \min \left(0.4, 0.3 \frac{(-1)(44)}{(-5)(32)} \right) = 0.0827 \quad (5.63)$$

4.3.85. Зная $\hat{Y}_{F,\text{lim}}$ для каждой реакции, Уравнение (5.57) может быть использован для нахождения весовых коэффициентов:

$$w_1 = \frac{0.0752}{0.1579} = 0.4763 \quad (5.64)$$

$$w_2 = \frac{0.0827}{0.1579} = 0.5237 \quad (5.65)$$

4.3.86. Наконец, используя Уравнение (5.58) предельное изменение топлива для каждой реакции становится:

$$\Delta \hat{Y}_{F,1} = -(0.0752)(0.4763) = -0.0358 \quad (5.66)$$

$$\Delta \hat{Y}_{F,2} = -(0.0827)(0.5237) = -0.0433 \quad (5.67)$$

4.3.87. Потребление кислорода для каждой реакции может быть найдена с помощью изменений в топливе, стехиометрические коэффициенты, а отношение молекулярных весов кислорода и топлива. Общая форма этого уравнения, которая применяется к каждому из веществ в каждой реакции, представлена Уравнением (5.59).

$$\Delta \hat{Y}_{\text{O}_2,1} = \frac{(-2)(32)}{(-1)(16)} (-0.0358) = -0.1429 \quad (5.68)$$

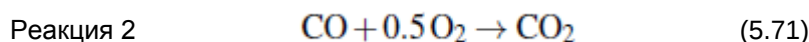
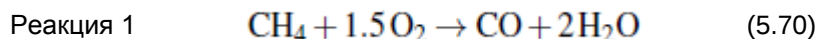
$$\Delta \hat{Y}_{\text{O}_2,2} = \frac{(-5)(32)}{(-1)(44)} (-0.0433) = -0.1571 \quad (5.69)$$

4.3.88. Как должно быть в случае, общее изменение в кислородном, $\Delta \hat{Y}_{\text{O}_2}$, равна сумме доступного кислорода.

4.3.89. Несколько бесконечно быстро Реакции: Серия Реакции

4.3.90. Специальные итерационной процедуры необходимо обрабатывать бесконечно быстрых реакций в серии, чтобы гарантировать что мы правильно обрабатываем промежуточное потребление веществ. Рассмотрим множество реакций, в которых продукт из одной реакции является топливом второй реакции:

4.3.91.



4.3.92. Если оба Уравнения (5.70) и (5.71) бесконечно быстро и смешанном состоянии находится в стехиометрическом соотношении, то только H₂O и CO₂ должны присутствовать в конце временного шага. Чтобы правильно обработать серии реакций, FDS определить количество бесконечно быстрых реакций серии, п, что указанным пользователем. Затем FDS будет обновлять вещество п-ное число раз перед обновлением временного шага. Это гарантирует, что реакции протекают по мере смешанный разрешений стехиометрии состоянии.

4.3.93. *Время интеграции для конечной скорости химии*

4.3.94. Для реакций, кроме одного шага, контролируемого смешивания химии, четвертого порядка явного интегратор с контролем ошибок используется. Времени интегрирования следует процедуре, описанной в Уравнениях (5.52) и (5.53), но несколько подитераций, как правило, необходимы и изменения в составе по подинтервал в смешанной зоне реактора, D^*Y_a , как правило, получается интегрированием закон Аррениуса ставка (мы говорим «обычно», потому что сочетание быстрого и конечной скорости химии допустимо). Более подробно с численными методами интегратора, в том числе метод борьбы с жесткой химии можно найти в Приложении E.

5. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

5.1. Обзор

5.1.1. Газовая фаза теплопроводности и излучения представлены дивергенция вектора теплового потока в уравнении энергии, $\nabla \cdot \mathbf{q}_0$. В этой главе описывается уравнениями, которые регулируют компонент излучения, $\mathbf{q} \cdot \mathbf{0}r0$.

5.2. Уравнение переноса излучения

5.2.1. Уравнение переноса излучения (RTE) для поглощающей, эмиссию, и рассеивающей среды

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \underbrace{-\kappa(\mathbf{x}, \lambda) I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})}_{\text{Energy loss by absorption}} - \underbrace{\sigma_s(\mathbf{x}, \lambda) I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})}_{\text{Energy loss by scattering}} + \underbrace{B(\mathbf{x}, \lambda)}_{\text{Emission source term}} + \underbrace{\frac{\sigma_s(\mathbf{x}, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}'}_{\text{In-scattering term}} \quad (6.1)$$

где $I(\mathbf{x}; \mathbf{s})$ является интенсивность излучения на длине волны, λ ; $\mathbf{s}$ является направление вектора интенсивности и $\kappa(\mathbf{x}; \lambda)$ и $\sigma_s(\mathbf{x}; \lambda)$ являются местные коэффициенты поглощения и рассеяния, соответственно. $B(\mathbf{x}; \lambda)$ это основной элемент выбросов, описывающий, сколько тепла излучает местного смесь газа, сажи и капель / частиц.

5.2.2. Интеграл в правой стороне описывает в рассеянии с других направлений. В-рассеяния и рассеяния элементы подробно описаны в Разделе 6.3.

5.2.3. В практическом моделировании, спектральная зависимость уравнения переноса излучения (RTE) не может быть решена точно. Вместо этого, спектр излучения состоит из относительно небольшого числа полос и отдельное уравнение переноса излучения (RTE) выводится для каждой полосы. Например, группа конкретного уравнения переноса излучения (RTE) для не-рассеяния газа это

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = B_n(\mathbf{x}) - \kappa_n(\mathbf{x}) I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}), \quad n = 1 \dots N \quad (6.2)$$

где I_n это интенсивность интегрируются по группе n , и κ_n это соответствующий коэффициент поглощения средней для группы. При интенсивности соответствующих полос известно, суммарная интенсивность рассчитывается путем суммирования по всем зонам

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \sum_{n=1}^N I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad (6.3)$$

5.2.4. Основной источник излучения

5.2.5. Основной элемент выбросов для полосы излучения n

$$B_n(x) = \kappa_n(x) I_{b,n}(x) \quad (6.4)$$

где $I_{b,n}$ это доля излучения абсолютно черного тела при температуре $T(x)$:

$$I_{b,n}(x) = F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max}) \sigma T(x)^4 / \pi \quad (6.5)$$

и σ является постоянной Стефана-Больцмана. Расчет коэффициентов F_n объясняется в Работе [41]. Измерение коэффициентов поглощения, κ_n , обсуждается в Приложении С.

5.2.6. Даже с достаточно небольшим числом полос, решение нескольких уравнений переноса излучения (RTE) занимает очень много времени. К счастью, в большинстве крупномасштабных возгорании сажи сценариев является наиболее важным продуктом горения управления тепловым излучением от огня и горячего дыма. Так как спектр излучения сажи является непрерывным, то можно считать, что газ ведет себя как серый среды. Спектральной зависимости затем собраны в один коэффициент поглощения ($N = 1$) и основного элемента задается интенсивность излучения черного тела

$$I_b(x) = \frac{\sigma T(x)^4}{\pi} \quad (6.6)$$

5.2.7. Это режим по умолчанию FDS и подходит для большинства проблемы пожарной техники.

5.2.8. Для оптически тонкого пламени, однако, где выход сажи мал по сравнению с выходом CO_2 и водяного пара, предположение серого газа может привести к чрезмерной прогнозированию испускаемого излучения. Из серии численных экспериментов с использованием метана в качестве топлива, было установлено, что шесть групп ($N = 6$) обеспечивает точное представление из наиболее важных излучение полос топлива, CO_2 и водяного пара. В Таблице 6.1 по Таблицу 6.9 приведен список пределов полос для различных веществ топлива. Расположение полос были скорректированы, чтобы разместить большинство функций спектров топлива. Если поглощение топлива, как известно, важно, отдельные полосы могут быть зарезервированы для топлива, увеличение общего числа полос, N . Количество дополнительных полос зависит от топлива, как указано в Приложении С.

5.2.9. Вклад излучения в уравнение энергии

5.2.10. Вектор теплового потока излучения $\dot{q}_r$ определяется

$$\dot{q}_r''(x) = \int_{4\pi} s' I(x, s') ds' \quad (6.7)$$

5.2.11. Вклад газовой фазы в элемент потерь излучения в уравнении энергии (под серым предположение газ)

$$-\nabla \cdot \dot{q}_r''(x)(\text{gas}) = \kappa(x) [U(x) - 4\pi I_b(x)] \quad ; \quad U(x) = \int_{4\pi} I(x, s') ds' \quad (6.8)$$

5.2.12. Для N полос, вклад газовой фазы в элемент потерь излучения в уравнении энергии составляет

$$-\nabla \cdot \dot{q}_r''(x)(\text{gas}) = \sum_{n=1}^N \kappa(x) U_n(x) - 4\pi B_n(x) \quad ; \quad U_n(x) = \int_{4\pi} I_n(x, s') ds' \quad (6.9)$$

5.2.13. В словах, чистая энергия излучения, полученная от ячейки сетки, представляет собой разницу между тем, что поглощается и тем, что испускается.

5.2.14. Таблица 6.1: Границы спектральных полос для метана (CH_4).

ω (1/см)	10000	3800	3400	2400	2174	1000	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO_2 , H_2O	CO_2 H_2O , Сажа	CH_4 Сажа	CO_2 Сажа	H_2O , CH_4 Сажа	H_2O CO_2	
λ (μm)	1.00	2.63	2.94	4.17	4.70	10.0	200

5.2.15. Таблица 6.2: Границы спектральных полос для этана (C_2H_6).

ω (1/см)	10000	3800	3350	2550	1650	1090	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO_2 , H_2O	CO_2 H_2O , Сажа	C_2H_6 Сажа	CO_2 CO , H_2O , Сажа	C_2H_6 H_2O , Сажа	H_2O CO_2 , C_2H_6	
λ (μm)	1.00	2.63	2.99	3.92	6.06	9.17	200

5.2.16. Таблица 6.3: Границы спектральных полос для этилена (C_2H_4).

ω (1/см)	10000	3800	3375	2800	1650	780	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	

Основные вещества	Сажа CO2, H2O	CO2 H2O, Сажа	C2H4 Сажа	CO2 CO, H2O, Сажа	C2H4 H2O, Сажа	H2O CO2	
λ (μm)	1.00	2.63	2.96	3.57	6.06	12.82	200

5.2.17. Таблица 6.4: Границы спектральных полос для пропилена (C₃H₆).

ω (1/см)	10000	3800	3250	2600	1950	1175	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CO ₂ H ₂ O, Сажа	C ₃ H ₆ Сажа	CO ₂ CO, Сажа	C ₃ H ₆ H ₂ O, Сажа	C ₃ H ₆ , H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.63	3.08	3.85	5.13	8.51	200

5.2.18. Таблица 6.5: Границы спектральных полос для пропана (C₃H₈).

ω (1/см)	10000	3800	3350	2550	1650	1175	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CO ₂ H ₂ O, Сажа	C ₃ H ₈ Сажа	CO ₂ CO, H ₂ O, Сажа	C ₃ H ₈ H ₂ O, Сажа	H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.63	2.99	3.92	6.06	8.51	200

5.2.19. Таблица 6.6: Границы спектральных полос для гептана (C₇H₁₆).

ω (1/см)	10000	3800	3250	2550	1775	1100	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CO ₂ H ₂ O, Сажа	C ₇ H ₁₆ Сажа	CO ₂ CO, Сажа	C ₇ H ₁₆ H ₂ O, Сажа	H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.63	3.08	3.92	5.63	9.09	200

5.2.20. Таблица 6.7: Границы спектральных полос для толуола (C₇H₈).

ω (1/см)	10000	3800	3200	2550	2050	1200	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CO ₂ H ₂ O, Сажа	C ₇ H ₈ Сажа	CO ₂ CO, Сажа	C ₇ H ₈ H ₂ O, Сажа	C ₇ H ₈ , H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.63	3.12	3.92	4.88	8.33	200

5.2.21. Таблица 6.8: Границы спектральных полос для метанола (CH₃OH).

ω (1/см)	10000	3825	3200	2600	1675	1125	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CH ₃ OH CO ₂ , Сажа	CH ₃ OH Сажа	CO ₂ CO, Сажа	CH ₃ OH H ₂ O, Сажа	CH ₃ OH, H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.61	3.12	3.85	5.97	8.89	200

5.2.22. Таблица 6.9: Границы спектральных полос для метилметакрилата (MMA).

ω (1/см)	10000	3800	3250	2650	2050	1250	50
6 Зонных Моделей	1	2	3	4	5	6	
Основные вещества	Сажа CO ₂ , H ₂ O	CO ₂ H ₂ O, Сажа	MMA Сажа	CO ₂ CO, Сажа	MMA H ₂ O, Сажа	MMA, H ₂ O CO ₂	
λ (μм)	1.00	2.63	3.08	3.77	4.88	8.00	200

5.2.23. Коррекция основного элемента выбросов

5.2.24. При расчетах ограниченного пространственного разрешения, основной элемент, I_b , определенный в Уравнении (6.6) требует специального лечения в пылающий регион огня. Типичные расчеты FDS использовать сетку ячейки, которые являются десятки сантиметров в размерах, и, следовательно, вычисленные температуры составляют объемную среднюю для данной ячейки сетки и значительно ниже, чем можно было бы ожидать в диффузионном пламени. Из-за своей четвертой степени зависит от температуры, основной элемент должен быть смоделирован в этих ячейках сетки, где происходит сгорание. В другом месте, температура Компьютерная используется непосредственно для вычисления основного элемента. Предполагается, что эта "пылающий регион", где местная скорость тепловыделения не равна нулю, $\dot{q}_{000} > 0$. В этой области используется глобальная модель долей излучения. Основной элемент выбросов умножается на поправочный коэффициент, C :

$$I_{b,f}(x) = C \frac{\sigma T(x)^4}{\pi} ; \quad C = \frac{\sum_{\dot{q}_{ijk}''' > 0} (\chi_r \dot{q}_{ijk}''' + \kappa_{ijk} U_{ijk}) dV}{\sum_{\dot{q}_{ijk}''' > 0} (4 \kappa_{ijk} \sigma T_{ijk}^4) dV} \quad (6.10)$$

- 5.2.25. Когда основной элемент, определенный в Уравнении (6.10) подставить в Уравнение (6.8), чистый выход излучения от пламенной области становится нужной фракции от общей скорости тепловыделения.
- 5.2.26. Доля излучения, σ , является полезным количества пожаров в науке. Это номинальную долю скорость тепловыделения, выбрасывается в виде теплового излучения. Для большинства горючих, σ составляет от 0,3 до 0,4. Тем не менее, в Уравнении (6.10), σ интерпретируется как доля энергии, излучаемой из пылающего региона. Для небольшого пожара с диаметром основания менее чем приблизительно 1 м, местный σ примерно равна его глобального аналога. Однако, как пожар увеличивается в размере, глобальное значение обычно уменьшаться из-за чистого повторное поглощение теплового излучения по увеличению дыма мантии.

5.3. Численный метод

- 5.3.1. В этом разделе описывается, как $\dot{N}_q$ (элемент потерь излучения) рассчитывается на всех газовой фазе ячейки, и как тепловой поток излучения q'' вычисляется в твердых границах.
- 5.3.2. **Угловая дискретизация**
- 5.3.3. Для получения дискретизированной формы уравнения переноса излучения (RTE), блок сфера разделена на конечное число твердых углов. Система координат, используемой для дискретизации телесного угла показан на Рис. 6.1.

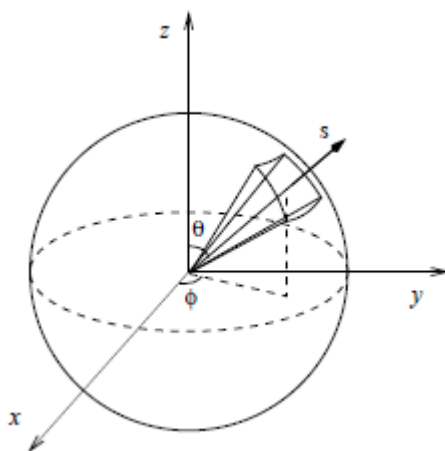


Рис. 6.1: Система координат угловой дискретизации.

- 5.3.5. Дискретизации телесного угла делается путем деления первого полярного угла, θ , в N_θ полосы, где N_θ является четным числом. Каждый θ -диапазона затем делится на $N_\phi(\theta)$ в части азимутального (ϕ) направлении. $N_\phi(\theta)$ должно быть кратно 4. Цифры N_θ и $N_\phi(\theta)$ выбираются так, чтобы дать общее количество углов N_Ω как можно ближе к значению, заданному пользователем, как это возможно. N_Ω рассчитывается так

$$N_\Omega = \sum_{i=1}^{N_\theta} N_\phi(\theta_i) \quad (6.11)$$

- 5.3.6. Распределение углов основано на эмпирических правил, которые пытаются производить равными телесными углами $d\Omega = 4\pi/N_\Omega$. Количество θ -полос составляет

$$N_\theta = 1.17 N_\Omega^{1/2.26} \quad (6.12)$$

округляется до ближайшего четного целого. Количество ϕ -углов на каждой полосе составляет

$$N_\phi(\theta) = \max \{4, 0.5 N_\Omega [\cos(\theta^-) - \cos(\theta^+)]\} \quad (6.13)$$

округляется до ближайшего целого числа, которое делится на 4. θ^- и θ^+ являются нижней и верхней границами θ -диапазона, соответственно. Дискретизации симметрично относительно плоскостей $x = 0$, $y = 0$, and $z = 0$. Эта симметрия имеет три важных преимущества: во-первых, он позволяет избежать проблемы, вызванные тем, что первого порядка против ветра схемы, используемые для расчета интенсивности на границах ячеек, более диффузный в не-осевом направлении, чем осевой. Во-вторых, обработка зеркало границы становится очень простым, как будет показано позже. В-третьих, это позволяет избежать так называемого "навес" ситуациях, когда s_x , s_y или s_z меняет знак внутри угла управления. Эти "свесы" сделает полученной системы линейных уравнений более сложной.

5.3.7. В осесимметричном случае эти "свесы" нельзя избежать, и специальной обработки, разработанный Мурти и Матур [42], применяется. В этих случаях $N_f(q_i)$ поддерживается постоянным, и общее количество углов составляет $NW = N_q \cdot N_f$. Кроме того, угол вертикальный срез цилиндра выбирается так же, как df .

5.3.8. Пространственная дискретизация

5.3.9. Вывод

5.3.10. Сетка, используемая для решателя уравнения переноса излучения (RTE) такая же, как для гидродинамического решателя. Уравнение переноса излучения (6.2) решается с помощью технологий, аналогичных тем, для конвективного переноса в конечных объемах для потока жидкости [43], таким образом, имя, данное ей является метод конечных объемов (FVM). Подробнее реализации модели можно найти в [44].

5.3.11. Тепловой спектр излучения сначала делят на группы, как описано в разделе 6.1. Процедура, описанная ниже применяется для каждой полосы широкого модель группы, и, таким образом, индекс p была удалена для ясности. Единичная сфера затем дискретизированные, как описано в разделе 6.2.1. Наконец, расчетная область делится на расчетной сетки, как описано в разделе 2.2. В каждой ячейке сетки, дискретизированной уравнение получается путем интегрирования Уравнения (6.2) по объему ячейки $i\ jk$ и контроль угла $d\Omega^l$, чтобы получить

$$\int_{\delta\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s}' \cdot \nabla I(\mathbf{x}', \mathbf{s}') d\mathbf{x}' d\mathbf{s}' = \int_{\delta\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(\mathbf{x}') [I_b(\mathbf{x}') - I(\mathbf{x}', \mathbf{s}')] d\mathbf{x}' d\mathbf{s}' \quad (6.14)$$

5.3.12. Объемный интеграл по левой стороне заменен поверхностный интеграл по поверхностям ячейки сталкивается использованием теоремы о дивергенции.

$$\int_{\delta\Omega^l} \int_{A_{ijk}} (\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}') I(\mathbf{x}', \mathbf{s}') d\mathbf{n}' d\mathbf{s}' = \int_{\delta\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(\mathbf{x}') [I_b(\mathbf{x}') - I(\mathbf{x}', \mathbf{s}')] d\mathbf{x}' d\mathbf{s}' \quad (6.15)$$

5.3.13. Предполагая, что интенсивность излучения $I(\mathbf{x}; \mathbf{s})$ постоянна на каждой из поверхностей ячейки, поверхностный интеграл можно приблизить суммы по поверхностям ячейки. Предполагая далее, что $I(\mathbf{x}; \mathbf{s})$ постоянна в объеме V_{ijk} и по углу $d\Omega^l$, и что $\kappa(\mathbf{x}_0)$ и $I_b(\mathbf{x}_0)$ постоянны в объеме V_{ijk} , получаем

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_m) d\mathbf{s}' = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (6.16)$$

где

I_{ijk} - интенсивность излучения в направлении $\mathbf{l}$

I_m - интенсивность излучения на поверхности ячейки m

$I_{b,ijk}$ - интенсивность излучения черного тела в ячейке

$d\Omega^l$ - твердый угол, соответствующий направлению $\mathbf{l}$

V_{ijk} - объем ячейки $i\ jk$

A_m - область поверхности ячейки m

$\mathbf{n}_m$ - единичный нормальный вектор поверхности ячейки m

5.3.14. Обратите внимание, что в то время как интенсивность считается постоянной в пределах угла $d\Omega^l$, его направление охватывает угол $d\Omega^l$ точно. Локальная интенсивность падающего излучения является

$$U_{ijk} = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_{ijk}^l \delta\Omega^l \quad (6.17)$$

5.3.15. В декартовых координатах $\mathbf{x}$, Нормальный $\mathbf{n}_m$ векторы базисные векторы системы координат и интегралы по телесный угол не зависит от физических координат, но направлении. Эти интегралы обозначены как

$$D_m^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_m) d\mathbf{s}' \quad (6.18)$$

и дискретное уравнение становится

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l D_m^l = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (6.19)$$

1- В осесимметричном случае уравнение (6.16) становится немного сложнее, так как нормальные векторы поверхности ячейки $\mathbf{n}$ не всегда постоянны. Тем не менее, эффективность вычислений все еще может быть сохранена.

5.3.17. Интенсивности поверхности ячейки, I_{lm} появляться на левой стороне (6.19) рассчитываются с использованием первой схемы наветренной порядке. Рассмотрим, например, управление углом имеющие с направлением вектора. Если излучение движется в положительном направлении оси x , то есть, $s_x \geq 0$, интенсивность с наветренной стороны, I_{xu} и считается интенсивность в соседней ячейке, I_{ijk} , и интенсивность на подветренной стороны (неизвестно) интенсивности в самой ячейке I_{ijk} . Дискретное уравнение переноса излучения (RTE) теперь может быть написано с использованием интенсивности против ветра I_{xu} , I_{yu} и I_{zu} и I_{ijk} :

$$\begin{aligned} & A_x I_{xu}^l D_{xu}^l + A_x I_{ijk}^l D_{xd}^l + \\ & A_y I_{yu}^l D_{yu}^l + A_y I_{ijk}^l D_{yd}^l + \\ & A_z I_{zu}^l D_{zu}^l + A_z I_{ijk}^l D_{zd}^l \\ & = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l - \kappa_{ijk} I_{ijk}^l V_{ijk} \delta\Omega^l \end{aligned} \quad (6.20)$$

где D -элементы, на LHS это интегралы (6.18) оценивается на наветренной и подветренной сторон ячейки. В прямоугольной сетке, $D_{xu} = -D_{xd}$ и уравнение может быть упрощено дальше. Кроме того, интегралы по телесному углу, может быть рассчитана аналитически

$$\begin{aligned} D_x^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) \sin\theta d\theta d\phi = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \cos\phi \sin\theta \sin\theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} (\sin\phi^+ - \sin\phi^-) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \end{aligned} \quad (6.21)$$

$$\begin{aligned} D_y^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{j}) d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin\phi \sin\theta \sin\theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} (\cos\phi^- - \cos\phi^+) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \end{aligned} \quad (6.22)$$

$$\begin{aligned} D_z^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{k}) d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} \Delta\phi [(\sin\theta^+)^2 - (\sin\theta^-)^2] \end{aligned} \quad (6.23)$$

$$\delta\Omega^l = \int_{\Omega^l} d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin\theta d\theta d\phi \quad (6.24)$$

5.3.18. Процедура решения

5.3.19. Уравнение (6.20) относительно неизвестной интенсивности I_{ijk} написана в форме

$$a_{ijk}^l I_{ijk}^l = a_x^l I_{xu}^l + a_y^l I_{yu}^l + a_z^l I_{zu}^l + b_{ijk}^l \quad (6.25)$$

где

$$a_{ijk}^l = A_x |D_x^l| + A_y |D_y^l| + A_z |D_z^l| + \kappa_{ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (6.26)$$

$$a_x^l = A_x |D_x^l| \quad (6.27)$$

$$a_y^l = A_y |D_y^l| \quad (6.28)$$

$$a_z^l = A_z |D_z^l| \quad (6.29)$$

$$b_{ijk}^l = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (6.30)$$

5.3.20. Здесь i, j и k базисные векторы декартовой системы координат. q_+ , q_- , f_+ и f_- являются верхней и нижней границы диспетчерского угла в полярных и азимутальных направлениях, соответственно, и $Dq = q_+ - q_-$ и $Df = f_+ - f_-$.

5.3.21. Метод решения (6.20) основан на конкретной последовательности походов [45]. Походное направление зависит от направления распространения излучения. Как походный делается в "по ветру", то "против ветра" интенсивности во всех трех пространственных направлениях, как известно, и интенсивность I_{ijk} может быть решена непосредственно из алгебраических уравнений. В первой ячейке должна быть решена, все против ветра интенсивности определяются из твердой или газообразной фазы границ. В теории итераций необходимы, если отражения или рассеяния имеют важное значение, или если сценарий оптически очень густой. В настоящее время итерации не производятся.

5.3.22. Граничные условия

5.3.23. Граничное условие для интенсивности излучения оставляя серые стены диффузного дается как

$$I_w(s) = \frac{\epsilon \sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \int_{s' \cdot n_w < 0} I_w(s') |s' \cdot n_w| ds' \quad (6.31)$$

где $I_w(s)$ является интенсивностью на стене, ϵ -излучения, и T_w это температура поверхности стены. В дискретизированном форме, граничное условие на твердой стенке определяется как

$$I_w^l = \frac{\epsilon \sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \sum_{D_w^l < 0} I_w^{l'} |D_w^l| \quad (6.32)$$

где $D_{l0w} = R W_{l0} (s \cdot n_w) dW$. Ограничение $D_{l0w} < 0$ означает, что только "входящие" направлений учитываются при расчете отражения. Чистый тепловой поток излучения на стене составляет

$$q''_T = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l \int_{\delta\Omega^l} (s' \cdot n_w) ds' = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l D_n^l \quad (6.33)$$

где коэффициенты D_{ln} равны $-D_{lx}$, $-D_{ly}$ или $-D_{lz}$, и может быть вычислен для каждого элемента стены в начале расчета.

5.3.24. Открытые границы рассматриваются как черные стены, где входящий интенсивности интенсивности черного тела температуры окружающей среды. На зеркальной границы интенсивности оставляя стены рассчитываются от входящего света с использованием предопределенной матрицы соединения:

$$I_{w,ijk}^l = I^{l'} \quad (6.34)$$

5.3.25. Вычислений интегрирование по всем направлениям входящих избежать, сохраняя твердое симметричной дискретизации угол в x , y и z плоскостях. Матрица связи связывает один входящий I_0 направлении в каждую сторону зеркальной на каждой стенке ячейки.

5.4. Поглощение и рассеяние теплового излучения каплями/частицами

5.4.1. Ослабление теплового излучения капель жидкости и частиц является важным фактором, особенно для водяного тумана систем [46]. Капли и частиц ослабляют тепловое излучение за счет сочетания рассеяния и поглощения [47]. Взаимодействие излучение-капли поэтому должно быть решено как для точного предсказания поля излучения и для баланса энергии частицы.

5.4.2. Если поглощение газовой фазе и выбросов в Уравнении (6.1) временно для простоты пренебрегаем, уравнение переноса излучения становится

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = - [k_p(x, \lambda) + \sigma_p(x, \lambda)] I_\lambda(x, s) + k_{p,p}(x, \lambda) I_{b,p}(x, \lambda) + \frac{\sigma_p(x, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(s', s) I_\lambda(x, s') ds' \quad (6.35)$$

где k_p коэффициент поглощения частиц, σ_p коэффициент рассеяния частиц и $I_{b,p}$ это элемент выброса частиц. $F(s_0; s)$ является функцией рассеяния, которая дает рассеянный фракции интенсивности от направления s_0 до s .

5.4.3. Коэффициенты поглощения и рассеяния

5.4.4. Способность отдельных капель или частиц поглощать и рассеивать излучение зависит от площади поперечного сечения и свойств излучения материала. Для простоты следующий считать, что частицы имеют сферическую форму, и в этом случае площадь поперечного сечения частицы πr^2 , где r это радиус частицы. Если локальное распределение плотности капель или частиц в точке x обозначается

через $n(r(x))$, местные коэффициенты поглощения и рассеяния в спреях / облаках частиц можно рассчитать как

$$\kappa_p(x, \lambda) = \int_0^\infty n(r(x)) Q_a(r, \lambda) \pi r^2 dr \quad (6.36)$$

$$\sigma_p(x, \lambda) = \int_0^\infty n(r(x)) Q_s(r, \lambda) \pi r^2 dr \quad (6.37)$$

где Q_a и Q_s являются поглощением и рассеянием эффективности, соответственно. Для вычисления спрея / облака частиц свойств излучения, сферические частицы считаются и свойства излучения отдельных частиц вычисляются с использованием теории Ми.

5.4.5. На основании [48] и [49], реальное распределение частиц по размерам внутри ячейки сетки моделируется как монодисперсных подвески, диаметр которого соответствует среднему диаметру Саутера (d_{32}) полидисперсного распыления. Это предположение приводит к упрощенному выражению коэффициентов излучения

$$\kappa_p(x, \lambda) = A_p(x) Q_a(r_{32}, \lambda) \quad (6.38)$$

$$\sigma_p(x, \lambda) = A_p(x) Q_s(r_{32}, \lambda) \quad (6.39)$$

5.4.6. Эти выражения функции общей площади поперечного сечения на единицу объема капли A_p . A_p вычисляется просто путем суммирования площади поперечного сечения всех капель в ячейке и делили на объем ячеек. По практическим причинам релаксации коэффициентом 0,5 используется для сглаживания слегка изменение во времени A_p .

5.4.7. Приближение в интеграл рассеяния

5.4.8. Точного вычисления в рассеянии интеграл в правой части Уравнения (6.35) было бы очень много времени и требуют много памяти, как отдельные интенсивности в каждом месте должна быть сохранена в памяти компьютера. Интеграл рассеяния здесь аппроксимирована путем деления общей 4π телесный угол, чтобы "углом вперед" $d\Omega_f$ и "температура окружающей угол" $d\Omega_- = 4\pi - d\Omega_f$. Для совместимости с решатель FVM, $d\Omega_f$ устанавливается равным углом управления задается угловой дискретизации. Тем не менее, предполагается, что симметричные относительно центра управления углом. В $d\Omega_f$ интенсивность составляет $I(x, s)$ и в других местах она приближена, к

$$U^*(x, \lambda) = \frac{U(x, \lambda) - \delta\Omega_f I_\lambda(x, s)}{\delta\Omega^*} \quad (6.40)$$

где $U(x)$ является полной интенсивности интегрированы по единичной сфере. В-интеграл рассеяния теперь могут быть приближенно

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_p(x, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(s, s') I_\lambda(x, s') d\Omega' &\approx \sigma_p(x, \lambda) \left(\chi_f I_\lambda(x, s) + \frac{1}{\delta\Omega^*} (1 - \chi_f) \int_{\delta\Omega^*} I_\lambda(x, s') d\Omega' \right) \\ &= \sigma_p(x, \lambda) (\chi_f I_\lambda(x, s) + (1 - \chi_f) U^*(x, \lambda)) \end{aligned} \quad (6.41)$$

где $\chi_f = \chi_f(r; l) = \chi_f(x; l)$ представляет собой часть общего интенсивность первоначально в пределах телесного угла $d\Omega_f$, который рассеивается в тот же угол $d\Omega_f$. Расчет χ_f обсуждается в разделе 6.3.3.

5.4.9. Эффективный коэффициент рассеяния следующего по списку

$$\bar{\sigma}_p(x, \lambda) = \frac{4\pi}{4\pi - \delta\Omega_f} (1 - \chi_f(x, \lambda)) \sigma_p(x, \lambda) \quad (6.42)$$

5.4.10. Подстановка определений 6.40 и 6.42 и приближение 6.41 в 6.35 дает упрощенную форму уравнения переноса излучения (RTE) в капле/ частице среднего

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = - [\kappa_p(x, \lambda) + \bar{\sigma}_p(x, \lambda)] I_\lambda(x, s) + \kappa_p(x, \lambda) I_{b,p}(x, \lambda) + \frac{\bar{\sigma}_p(x, \lambda)}{4\pi} U(x, \lambda) \quad (6.43)$$

5.4.11. Это уравнение может быть интегральная по спектру, чтобы получить специфическое уравнение переноса излучения (RTE) для полос. Процедура точно такая же, как и для уравнения переноса излучения (RTE) газовой фазы. После того как группа интеграций, уравнение переноса излучения (RTE) для струи для полосы n становится

$$s \cdot \nabla I_n(x, s) = - [\kappa_{p,n}(x) + \overline{\sigma}_{p,n}(x)] I_n(x, s) + \kappa_{p,n}(x) I_{b,p,n}(x) + \frac{\overline{\sigma}_p(x, \lambda)}{4\pi} U_n(x) \quad (6.44)$$

где функция источника на основе средней температуры частиц внутри ячейки.

5.4.12. Вперед доля рассеяния

5.4.13. Вычисление χ_f для аналогичного, но более простые ситуации была получена в Работе [50]. Можно показать, что здесь χ_f становится

$$\chi_f(r, \lambda) = \frac{1}{\delta \Omega^l} \int_{\mu^l}^1 \int_{\mu^l}^1 \int_{\mu_{p,0}}^{\mu_{p,\pi}} \frac{P_0(\theta_p, \lambda)}{[(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2) - (\mu_p - \mu\mu')^2]^{1/2}} d\mu_p d\mu d\mu' \quad (6.45)$$

5.4.14. где μ_r это косинус угла рассеяния q_r и $P_0(q_r; l)$ это одна капля функции фазы рассеяния

$$P_0(\theta_p, \lambda) = \frac{\lambda^2 (|S_1(\theta_p)|^2 + |S_2(\theta_p)|^2)}{2 Q_s(r, \lambda) \pi r^2} \quad (6.46)$$

5.4.15. $S_1(q_r)$ и $S_2(q_r)$ амплитуды рассеяния, дается Ми-теории. Предел интеграции μ^l это косинус полярного угла, определяющий границы симметричного управления угла dW_l

$$\mu^l = \cos(\theta^l) = 1 - \frac{2}{N_\Omega} \quad (6.47)$$

5.4.16. Пределы внутреннего интеграла

$$\mu_{p,0} = \mu\mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \quad ; \quad \mu_{p,\pi} = \mu\mu' - \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \quad (6.48)$$

5.4.17. Процедура решения

5.4.18. Коэффициенты поглощения и рассеяния, κ_r и s_r не рассчитываются во время моделирования снова и снова. Вместо этого, они приведены в начале моделирования для каждого диапазона, а также ряд различных средних r_{32} радиусов частицы. Усредненных величин, в настоящее время функции только r_{32} , хранятся в одномерных массивов. Во время моделирования локальные свойства находятся путем просмотра таблицы с использованием местных Саутера диаметр капель, $r_{32}(x)$.

5.4.19. В полосе интеграции κ_r и s_r , постоянная температура "излучения", T_{rad} , используется для обеспечения длины волны взвешивания (функция Планка). T_{rad} должна быть выбрана для представления типичной температуры излучения пламени. Значение 1173 K используется по умолчанию.

5.4.20. Поглощения и рассеяния эффективности качества Q_a и Q_s , а функция рассеяния $P_0(q_r; l)$ рассчитываются с использованием кода MieV разработанного Вискомб [51]. Спектральные свойства частиц могут быть определены в терминах зависит от длины волны комплексный показатель преломления. Прекомпилированные данные включены для воды и общий углеводородного топлива на основе дизельного топлива и гептана свойствами. В случае воды, значения мнимой частью комплексного показателя преломления (связанный с коэффициентом поглощения) взяты из Работы [52], и значение 1,33 используется для действительной части. Для топлива капли спектральные свойства взяты из [53], которые измеряли показатель преломления дизельное топливо и сравнивали полученные значения с гептана. Дизельный свойства используются для действительной части коэффициента преломления. Для комплексного части, гептан свойства используются, чтобы избежать неопределенности, связанной с различными типами дизельных масел. Как правило, свойства излучения облака частиц значительно более чувствительны к размеру и концентрации частиц, чем значения показателя преломления.

5.4.21. Тепло, поглощенное каплями

5.4.22. Вклад капель в элемент потерь излучения это

$$-\nabla \cdot \dot{q}_r''(x)(\text{droplets}) = \kappa_p(x) [U(x) - 4\pi I_{b,p}(x)] \quad (6.49)$$

5.4.23. Для каждой отдельной капли, мощность излучения при нагреве/охлаждении вычисляется как

$$\dot{q}_r = \frac{m_p}{\rho_p(x)} \kappa_p(x) [U(x) - 4\pi I_{b,p}(x)] \quad (6.50)$$

где m_r это масса капли и $\rho_r(x)$ полная плотность капель в ячейке.

6. ТВЕРДАЯ ФАЗА

6.1. Обзор

6.1.1. FDS предполагает, что твердые поверхности состоят из нескольких слоев, причем каждый слой состоит из нескольких компонентов материала, который может пройти несколько реакций термического разложения. Теплопроводность предполагается только в направлении, нормальном к поверхности. Каждая реакция может образовать несколько газообразных и твердых веществ. В этой главе описывается уравнением теплопроводности для твердых материалов, а также различные коэффициенты, основные элементы и граничные условия, в том числе вычисление конвективного теплового потока q''_{0c0} в твердых границ.

6.2. Уравнение теплопроводности для твердых тел

6.2.1. Одномерное уравнение теплопроводности для твердой фазы температуры $T_s(x; t)$ применяется в направлении x указывая в твердое (в точке $x = 0$ представляет поверхность)¹.

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \dot{q}_s''' \quad (7.2)$$

1- В цилиндрических и сферических координатах уравнение теплопроводности написано

6.2.2. Раздел 7.1.3 описывает компоненты усредненной свойств материала, k_s и g_{scs} . Основным элементом, q''_{0s00} , состоит из химических реакций и поглощения излучения:

$$\dot{q}_s''' = \dot{q}_{s,c}''' + \dot{q}_{s,r}''' \quad (7.3)$$

6.2.3. Раздел 7.2 описывает элемент $q''_{0s0;0c}$, который является по существу производством тепла (убыток) определяется скоростью пиролиза моделей для различных видов твердого и жидкого топлива. Раздел 7.1.1 описывает элемент $q''_{0s0;0r}$, поглощения излучения и испускания в глубину.

6.2.4. Граничное условие на передней поверхности твердого обтекания

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial x}(0, t) = \dot{q}_c'' + \dot{q}_r'' \quad (7.4)$$

где q''_{0c0} является конвективного и q''_{0r0} потока излучения. Если излучение предполагается проникнуть в глубину, элемент излучения поверхности, q''_{0r0} , установлен как 0. Раздел 7.1.2 описывает конвективную теплопередачу на поверхность твердого тела.

6.2.5. На задней поверхности имеются два возможных граничных условий: (1) если задняя поверхность предполагается, должны быть открыты либо к окружающей пустоты или другой части вычислительной области, задняя сторона граничное условие аналогично фронта стороны, или (2) если задняя сторона предполагается, что совершенно изолированы, адиабатическое условие используется

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0 \quad (7.5)$$

6.2.6. Численное решение уравнения теплопроводности твердой фазы подробно изложены в Приложении I.

6.2.7. Теплопередача излучения в твердых телах

6.2.8. Если предположить, что тепловое излучение от окружающего газа поглощается в бесконечно тонкий слой на поверхности твердого обтекания, то чистый тепловой поток излучения является суммой входящих и исходящих компонентов, $q''_{0r0} = q''_{0r0;in} - q''_{0r0;out}$:

$$\dot{q}_{r,in}'' = \varepsilon \int_{s' \cdot \mathbf{n}_w < 0} I_w(s') |s' \cdot \mathbf{n}_w| d\Omega \quad (7.6)$$

$$\dot{q}_{r,out}'' = \varepsilon \sigma T_w^4 \quad (7.7)$$

6.2.9. Однако, многие обычные материалы не являются непрозрачными и, таким образом, излучение проникает в материал некоторой конечной глубины. Перенос излучения в пределах твердого (или жидкости) может быть описан как основной элемент в Уравнении (7.2). "Два потока" модели, основанной на Шустера-Шварцшильда приближении [41] предполагается, что интенсивность излучения постоянна внутри «вперед» и «назад» полушарий. Уравнение переноса для интенсивности в «вперед» направление

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+(x)}{dx} = \kappa_s (I_b - I^+(x)) \quad (7.8)$$

где x это расстояние от поверхности материала и κ_s является компонентом усредненный коэффициент поглощения:

$$\kappa_s = \sum_{\alpha=1}^{N_m} X_{\alpha} \kappa_{s,\alpha} \quad (7.9)$$

6.2.10. Соответствующая формула может быть дана для «отсталых» направлении. Умножая Уравнение 7.8 на r дает нам «вперед» теплового потока излучения в твердое

$$\frac{1}{2} \frac{d\dot{q}_r^+(x)}{dx} = \kappa_s (\sigma T_s^4 - \dot{q}_r^+(x)) \quad (7.10)$$

6.2.11. Основным элементом излучения в уравнении теплопроводности является суммой «вперед» и «назад» градиенты потока

$$\dot{q}_{s,r}'''(x) = \frac{d\dot{q}_r^+(x)}{dx} + \frac{d\dot{q}_r^-(x)}{dx} \quad (7.11)$$

6.2.12. Граничное условие для Уравнения 7.10 для твердого вещества (или жидкости) поверхности задано

$$\dot{q}_r^+(0) = \dot{q}_{r,in}'' + (1 - \epsilon) \dot{q}_r^-(0) \quad (7.12)$$

где $\dot{q}_r^-(0)$ является «отсталый» тепловой поток излучения на поверхности. В этой формуле, коэффициент излучения поверхности и внутреннее поглощение считаются постоянными.

6.2.13. Двухпоточная модель не была адаптирована для цилиндрической или сферической геометрии.

6.2.14. Конвективная теплопередача в твердые тела

6.2.15. Расчет конвективного теплового потока зависит от того, один выполняет прямое численное моделирование (DNS) или моделирование крупных вихрей (LES). Для DNS, конвективной теплопередачи рассчитывают непосредственно из разрешенных газовой и твердой фаз переменных. Для LES, существует множество эмпирических параметров.

6.2.16. Прямое численное моделирование

6.2.17. В расчете DNS, конвективный тепловой поток к твердой поверхности $\dot{q}_c''$ получается непосредственно из градиента температуры газа на границе

$$\dot{q}_c'' = -k \frac{\partial T}{\partial n} = -k \frac{T_w - T_g}{\delta n/2} \quad (7.13)$$

где k это теплопроводность газа, n это пространственная координата, указывающая на твердое тело, δn нормальный шаг сетки, T_g температура газа в центре первой ячейке газовую фазу, и T_w это температура поверхности стены.

6.2.18. Эмпирические Природные / принудительной конвекцией модели

6.2.19. В расчете LES, коэффициент конвективной теплопередачи, h , основан на комбинации натуральных и принудительной конвекции корреляции:

$$\dot{q}_c'' = h(T_g - T_w) \quad \text{W/m}^2 \quad ; \quad h = \max \left[C |T_g - T_w|^{\frac{1}{3}}, \frac{k}{L} \text{Nu} \right] \quad \text{W/(m}^2 \cdot \text{K)} \quad (7.14)$$

где C это эмпирический коэффициент естественной конвекции (1,52 для горизонтальной плиты и 1,31 для вертикальной плоскости или цилиндра) [54], L является характерной длины зависит от размера физического обструкции, и k это теплопроводность газа. Число Нуссельта (Nu) зависит от геометрических характеристик и расхода. Для многих режимов течения, оно имеет вид:

$$\text{Nu} = C_1 + C_2 \text{Re}^n \text{Pr}^m \quad ; \quad \text{Re} = \frac{\rho |u| L}{\mu} \quad ; \quad \text{Pr} \approx 0.7 \quad (7.15)$$

6.2.20. Для плоских и цилиндрических поверхностей, значения по умолчанию являются $C_1 = 0$, $C_2 = 0.037$, $n = 0.8$, $m = 0.33$, и $L = 1$ m. Для сферических поверхностей, значения по умолчанию $C_1 = 2$, $C_2 = 0.6$, $n = 0.5$, $m = 0.33$, и $L = D$, диаметр сферы. Следует отметить, что для сферы, коэффициент естественной конвекции, C , предполагается равным нулю. Можно изменить эти значения для конкретного приложения, но это не возможно, чтобы найти набор параметров, который подходит для

широкого спектра сценариев, рассмотренных. Различные корреляции для плоскости, цилиндры, сферы и могут быть найдены в Работы [54, 55].

6.2.21. Дополнительная пристеночная модель

6.2.22. В этом разделе описывается модель для дополнительного коэффициента теплопередачи, который может быть более подходящим для хорошо разрешенных расчетов LES. Эта модель была подтверждена для низких числах Рейнольдса потоком нагретого канала [56] и был использован в модели для прогнозирования температуры верхнего слоя в грузовых отсеках самолетов [57].

6.2.23. Стена модели должны имитировать внезапные изменения от молекулярного до турбулентного переноса близко к стенам использованием алгебраических формулах без разрешения малых масштабах длины. Теории следует размерный анализ основан на идее, что сдвига на стенке является постоянным. Соответственно, безразмерная скорость может быть определена как функция безразмерной длины шкалы. В FDS, модель стене для скоростей осуществляется на основе закона стене с полулогарифмического подходят подключения пределы вязких и журнала регионах (см. Раздел 4.4).

6.2.24. По аналогии с пристенной модели скорости, безразмерная температура определяется как

$$T^+ = \frac{T_g - T_w}{T_\tau} \quad (7.16)$$

где T_g является первым на стены газовой фазе температура ячейки. Модели профиля задается

$$T^+ = \text{Pr} y^+ \quad \text{для } y^+ \leq 11.81 \quad (7.17)$$

$$T^+ = \frac{\text{Pr}_t}{\kappa} \ln y^+ + B_T \quad \text{для } y^+ \geq 11.81 \quad (7.18)$$

где Pr и Pr_t молекулярные и турбулентные Прандтля ($\text{Pr}_t = 0.5$ по умолчанию в FDS) и $\kappa = 0.41$ является постоянным фон Кармана. Температурная шкала, T_t , определяется

$$T_\tau \equiv \frac{\dot{q}_c''}{\rho c_p u_\tau} \quad (7.19)$$

где $\dot{q}_c''$, ρ , и c_p конвективного теплового потока на стене, плотность газа и теплоемкости соответственно.

6.2.25. Второй член, B_T , на правой стороне Уравнения 7.18 является функцией молекулярной Прандтля и может быть определена экспериментально. Математически этот член является постоянной интегрирования, вытекающие из отношений между градиентов скорости и температуры. Физически она представляет собой сопротивление переноса тепла и импульса близко к стене. FDS использует экспериментальные корреляции предложенных Кадеру [58]

$$B_T = (3.85 \text{Pr}^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12 \ln \text{Pr} \quad (7.20)$$

6.2.27. Коэффициентом конвективной теплопередачи (h) получается из определения h и T^+ :

$$h = \frac{\dot{q}_c''}{(T_g - T_w)} = \frac{\rho c_p u_\tau}{T^+} \quad (7.21)$$

6.2.29. Компонент усредненный тепловых свойств

6.2.30. Проводимости и объемная теплоемкость твердой фазы определено как

$$k_s = \sum_{\alpha=1}^{N_m} X_\alpha k_{s,\alpha} \quad ; \quad \rho_s c_s = \sum_{\alpha=1}^{N_m} \rho_{s,\alpha} c_{s,\alpha} \quad (7.22)$$

6.2.31. где N_m является количеством материала компонентов, образующих твердое тело, X_α представляет собой объемную долю компонента α , и $\rho_{s,\alpha}$ это плотность компонента:

$$\rho_{s,\alpha} = \rho_s Y_\alpha \quad (7.23)$$

6.2.32. где ρ_s плотность композиционного материала и Y_α является массовая доля компонента α . Сплошная плотность равна сумме плотности компонентов

$$\rho_s = \sum_{\alpha=1}^{N_m} \rho_{s,\alpha} \quad (7.24)$$

6.2.33. и объемная доля компонента α вычисляется

$$X_\alpha = \frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_s} \bigg/ \sum_{\alpha'=1}^{N_m} \frac{\rho_{s,\alpha'}}{\rho_{s,\alpha'}} \quad (7.25)$$

6.2.34. где ρ_s является истинной плотности материала α . Многокомпонентные твердые частицы определяется заданием массовых долей, Y_{α} , и плотностей, ρ_{α} , отдельных компонентов композита.

6.3. Модели пиролиза

6.3.1. В этом разделе описывается твердая фаза реакции и основной химический элемент в твердом уравнения теплопроводности фазе, $q''_{0s0,0s}$, моделируются. Это обычно называют «пиролиз модели», но на самом деле может представлять любое число реакционноспособных процессов, включая испарение, обугливание и внутреннего нагрева.

6.3.2. Указанная скорость тепловыделения

6.3.3. Часто целью пожара моделирование является лишь предсказать перенос дыма и тепла из указанной пожара. Другими словами, скорость тепловыделения заданные входные, а не то модель предсказывает. В этих случаях, желаемый HRR преобразуется в поток массы на топливо в данной твердой поверхности, которую можно рассматривать как поверхность горелки:

$$\dot{m}''_f = \frac{f(t) \dot{q}''_{user}}{\Delta H_c} \quad (7.26)$$

6.3.4. Как правило, пользователь указывает желаемую скорость тепловыделения на единицу площади, $\dot{q}''_{0u0ser}$, а также времени разгона $f(t)$, а скорость потери массы вычисляют соответственно.

6.3.5. Твердые виды топлива

6.3.6. Твердые материалы могут пройти одновременные реакции при следующих предположениях:

- 6.3.6.1. мгновенное выделение газообразных веществ
- 6.3.6.2. местное тепловое равновесие между твердой и газообразной компоненты
- 6.3.6.3. отсутствие конденсации газообразных продуктов
- 6.3.6.4. отсутствие пористости эффекты¹

1 - Хотя пористость явно не включены в модель, можно объяснить, потому что объемные доли определяется Уравнением (7.25) не нужно подвести к единице, и в этом случае теплопроводность и коэффициент поглощения эффективно уменьшались.

6.3.7. Каждый материал компонент может пройти несколько конкурирующих реакций, и каждый из этих реакций может производить некоторые другие твердые компоненты (остаток) и газообразных веществ в соответствии с указанными коэффициентами выделения. Эти коэффициенты должны подвести к 1, но выход в сумме составляющих менее 1 может составлять продукты, которые явно не включены в моделирование.

6.3.8. Локальная плотность материального компонента α разворачивается во времени в соответствии с уравнением твердой фазы сохранения веществ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_s(0)} \right) = - \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} r_{\alpha\beta} + S_\alpha \quad (7.27)$$

где $N_{r,\alpha}$ это число реакций на материала α , $r_{\alpha\beta}$ является скоростью реакции β в единицах 1/s, а $\rho_s(0)$ является начальной плотностью слоя материала. S_α является скорость производства материала компонента α в результате реакции с другими компонентами. Скорости реакции являются функциями твердой и газовой фаз и условий рассчитывается как комбинация Аррениуса и мощности функции:

$$r_{\alpha\beta} = \underbrace{\left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_s(0)} \right)^{n_{s,\alpha\beta}}}_{\text{Reactant dependency}} \underbrace{A_{\alpha\beta} \exp \left(-\frac{E_{\alpha\beta}}{RT_s} \right)}_{\text{Arrhenius function}} \underbrace{[X_{O_2}(x)]^{n_{O_2,\alpha\beta}}}_{\text{Oxidation function}} \underbrace{\max [0, S_{thr,\alpha,\beta} (T_s - T_{thr,\alpha,\beta})]^{n_{t,\alpha\beta}}}_{\text{Power function}} \quad (7.28)$$

6.3.9. Первый член описывает зависимость скорости реакции от концентрации реагентов себе, с $n_{s;ab}$ является частичным порядком реакции. Второй член является функцией Аррениуса, который обычно используется для описания кинетики реакции, т.е. зависимость скорости реакции от температуры материала. В главе, посвященной пиролизу в Руководстве по верификации FDS описаны методы определения кинетических параметров A_{ab} и E_{ab} использованием лабораторных методов измерения.

6.3.10. Третий член может быть использован для описания зависимости от местной концентрации кислорода $X_{O_2}(x)$ и гетерогенную порядок реакции, $n_{O_2;ab}$. Профиль концентрации кислорода в практических материалов зависит от competition между диффузии и потребления реактивной. Как FDS не решает для переноса газообразных веществ в condensed материалов фазе простого экспоненциального профиля предполагается, и пользователь должен указать характерные глубины, на которой кислород будет присутствовать. Местный объемной доли кислорода при глубине x вычисляется из газовой фазы (первой ячейки сетки) объемная доля кислорода $X_{O_2;g}$ как

$$X_{O_2}(x) = X_{O_2,g} \exp(-x/L_{g,ab}) \quad (7.29)$$

где $L_{g;ab}$ является характерной глубиной диффузии кислорода. Определение $L_{g;ab} = 0$ означает, что реакция происходит только на поверхности материала.

6.3.11. Четвертый член является степенной функцией, где $T_{thr;ab}$ это пороговая температура, которая может быть использована для диктуют, что реакция не должна происходить ниже ($S_{thr;a;b} = +1$) или выше ($S_{thr;a;b} = -1$) заданной пользователем температуры. По умолчанию, четвертый член отключается ($S_{thr;a;b} = +1; T_{thr;ab} = 0$ K).

6.3.12. Обратите внимание, что уравнение сохранения твердых веществ 7.27 и уравнение скорости реакции 7.28 несовместимы с обычной практикой химической кинетики конвенции, где единица скорости реакции, как правило, $\text{кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$ или $\text{моль}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$. В настоящее время форма может быть получена путем деления более обычной уравнение скорости реакции на $\rho_s(0)$. Эта форма очень близка к форме, используемой в [59] с тем исключением, что начальная плотность слоя $\rho_s(0)$ используется для масштабирования вместо мгновенное значение.

6.3.13. Элемент производства S_α является суммой по всем реакциям, где твердый остаток материала a

$$S_\alpha = \sum_{\alpha'=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha'}} v_{\alpha,\alpha'\beta} r_{\alpha'\beta} \quad (\text{где } \text{Residue}_{\alpha'\beta} = \text{Material}_\alpha) \quad (7.30)$$

где $p_{a;a0b}$ является выход из компонентов a реакции b компонента $a0$. Объемная скорость производства каждого газообразного вещества, g , это

$$\dot{m}_g''' = \rho_s(0) \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} v_{g,\alpha\beta} r_{\alpha\beta} \quad (7.31)$$

6.3.14. Предполагается, что газы переносятся мгновенно на поверхность, где потоки массы даны три1

$$\dot{m}_g'' = \int_0^L \dot{m}_g'''(x) dx \quad (7.33)$$

1-В цилиндрических и сферических координатах, масса потоки

где L представляет собой толщину твердого тела. Основной химический элемент в уравнения теплопроводности является

$$\dot{q}_{s,c}'''(x) = -\rho_s(0) \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} r_{\alpha\beta}(x) H_{r,\alpha\beta} \quad (7.34)$$

где $H_{r;ab}$ это теплота реакции.

6.3.15. Реакции с изменением фазы

6.3.16. Чтобы описать замораживания или плавление жидкостей, две фазы разделены резкой границы при постоянной сменой фаз температуры, T_f . Расположение границе раздела фаз x_f определяется уравнением

$$k_{s,1} \frac{\partial T_{s,1}}{\partial x} - k_{s,2} \frac{\partial T_{s,2}}{\partial x} = \rho_s H_{r,\alpha\beta} \frac{\partial x_f}{\partial t} \quad (7.35)$$

где 1 и 2 относятся к материалам, по обе стороны границы. В контексте фиксированной сетки разностных метод, удобнее, чтобы позволить небольшое отклонение от T_f и решать на сумму масс

взаимодействия во время шага Δt , от энергии, необходимой для преобразования массы из одной фазы другой

$$\dot{m}''' \Delta t = \frac{\rho_s c_s (T_s - T_f)}{H_{r, \alpha \beta}} \quad (7.36)$$

6.3.17. Эта реакция может быть реализовано путем установки $T_{thr;ab} = T_f$ и $A_{ab} = c_s$ и включение конкретного режима реакции смены фазы. Скорость реакции определяется Уравнением 7.28 затем делится на коэффициент $H_{r;ab} \Delta t$.

6.3.18. Жидкое топливо

6.3.19. Скорость, с которой происходит испарение жидкого топлива при сжигании является функцией температуры жидкости и концентрации паров топлива над бассейном поверхности. Согласно соотношению Клапейрона-Клаузиуса, объемная доля топлива пара над поверхностью является функцией температуры кипения жидкости

$$X_{F,\ell} = \exp \left[-\frac{h_v W_F}{R} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_b} \right) \right] \quad (7.37)$$

где h_v является теплота парообразования, W_F является молекулярная масса топливного газа, T_s является температура поверхности и T_b является температурой кипения топлива [60]. Скорость испарения топлива регулируется диффузией Стефана [61]:

$$\dot{m}'' = h_m \frac{\bar{p}_m W_F}{RT_g} \ln \left(\frac{X_{F,g} - 1}{X_{F,\ell} - 1} \right) \quad ; \quad h_m = \frac{Sh D_{t,g}}{L} \quad (7.38)$$

где p_m является давлением, T_g является температурой, и $X_{F,g}$ это объемная доля паров топлива в ячейке, прилегающей к поверхности объема воды. Число Шервуда задается

$$Sh = 0.037 Sc^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{4}{5}} \quad ; \quad Sc = 0.6 \quad ; \quad Re = \frac{\rho ||u|| L}{\mu} \quad (7.39)$$

6.3.20. Число Рейнольдса вычисляется на основе условий в ячейке, прилегающей к поверхности. Длина шкалы, L , используемые при расчете число Рейнольдса 1 м, если не указано иное, а так же масштаб длины, используемый для расчета конвективной теплопередачи.

6.3.21. Для простоты, жидкое топливо само рассматривается как термически толстой сплошной с целью вычисления теплопроводности. Там нет вычисление конвекции жидкости в бассейне.

6.3.22. Сжатие и отек материалы

6.3.23. Толщина слоя обновляется в соответствии с отношением мгновенной плотности материала и плотности материала в чистом виде. В случае нескольких компонентов материала, количество набухания и усадку определяется максимальным и сумма этих соотношений соответственно. В каждый момент времени, размер каждой ячейки конденсированной фазе умножается на следующий коэффициент:

$$\delta = \begin{cases} \max_{\alpha} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) & \text{if } \max_{\alpha} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) \geq 1 \\ \sum_{\alpha} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) & \text{if } \max_{\alpha} \left(\frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{\alpha}} \right) < 1 \end{cases} \quad (7.40)$$

6.3.24. Соответственно, плотность делятся на коэффициент d для сохранения массы.

6.4. Выделение аэрозолей

6.4.1. По умолчанию FDS предполагает, что сажа переносится как и все другие газообразные вещества. Это означает, что частицы сажи достаточно малы, что их скорость осаждения мала по сравнению с огнем управляемый поток газа, содержащего сажу. Рядом поверхности, однако, другие механизмы могут влиять на саже, что приводит к его нанесению на поверхность. Удаление сажи с помощью осаждения может повлиять на видимость для выхода и время для дымовых извещателей для активации. В судебно реконструкций огня, количество сажи осаждаются на поверхности могут быть соотнесены с послепожарные наблюдений. Отложения частиц, также имеет важное значение для вычисления дисперсии характеристик аэрозоля токсикантов, как зола, радионуклиды, или других твердых частиц.

6.4.2. Тем не менее, существует возможность для лечения любых веществ газообразной фазы в виде аэрозоля, который может быть нанесен на поверхность. Аэрозоль осаждения определяется путем применения эмпирических скорости осаждения аэрозолей вблизи поверхности.

6.4.3. Есть несколько явлений, которые вызывают отложение: термофореза (где градиенты температуры толкать аэрозоль ближе или дальше от поверхности), гравитационное осаждение, диффузионное осаждение (где аэрозолей двигаться вдоль градиента концентрации пограничном слое) и турбулентного осаждения (по существу воздействию осаждения из-за турбулентного пограничного слоя). Других явлений, таких как электрическое поле, может также привести к осаждения, но не считаются в FDS из-за их относительно небольшой вклад в сценариях отсека пожар.

6.4.4. Суммарная скорость осаждения аэрозоля на поверхности, u_{dep} , определяется при условии осаждения явления являются независимыми, вычисления скорости осаждения для каждого механизма, а затем их суммирования [62]

$$u_{dep} = u_g + u_{th} + u_{dt} \quad (7.41)$$

где u_g гравитационная скорость осаждения (для ячеек вблизи обращенной вверх поверхности), u_{th} это термофоретическая скорость и u_{dt} является комбинированным диффузия турбулентности скорости. Если аэрозоль находится в газовой фазе ячейка примыкает к стене, то аэрозоля (представлена индексом a) удаляется из газовой фазы, и на его поверхность наносили путем наложения граничное условие

$$\dot{m}_{dep,a}'' = \rho Y_a u_{dep} \quad (7.42)$$

6.4.5. С помощью этого граничного условия, аэрозоль поверхностной плотностью, которая накапливается на поверхности отслеживается, и количество аэрозоля, который вносит к поверхности удаляется из соседних газовой фазы ячейки. Следует отметить, что индекс обозначает вещество, которое содержит сажу или аэрозоль, в то время как нижний индекс "a" в оставшейся части раздела относится к конденсированной фазы сажа или аэрозольных свойств, таких как масса или плотность.

6.4.6. Гравитационное осаждение

6.4.7. Гравитационная скорость осаждения имеет вид [63]

$$u_g = g m_a \frac{C_n}{6\pi \chi_d \mu r_a} \quad (7.43)$$

где m_a это масса частицы, χ_d является форм-фактор, μ является динамической вязкостью воздуха, r_a это радиус частицы, а C_n это поправочный коэффициент скольжения Каннингема имеющий вид [64]

$$C_n = 1 + 1.25 Kn + 0.41 Kn e^{-0.88/Kn} \quad (7.44)$$

где Kn это количество частиц Knudsen дает отношение длины свободного пробега газа радиуса частицы. Длина свободного пробега газа пропорциональна его температура, тем самым Kn вычисляется как [65]

$$Kn = \frac{\lambda T_g}{r_a T_\infty} \quad (7.45)$$

где λ это длина свободного пробега молекул газа и 0,065 мм при температуре 25 °C и атмосферном давлении.

6.4.8. Для каждого вещества аэрозоля в газообразной фазе, скорость гравитационного осаждения вычисляется и наложенных на конвективный член (в направлении оси z) в уравнении переноса веществ (Уравнение 3.6). Этот подход аналогичен модели дрейфового потока для переноса дыма описано в Хью и др. [66]. Гравитационное скорость осаждения также включены в общую скорость осаждения для нанесения аэрозолей на обращенной вверх плоскими поверхностями, как описано выше.

6.4.9. Термофоретическое осаждение

6.4.10. Термофоретическая скорость вычисляется

$$u_{th} = \frac{K_{th} v}{T_g} \frac{dT}{dx} \quad (7.46)$$

6.4.11. Это требует градиент температуры стенки, которая решена только при моделировании DNS. Для моделирования LES, градиент температуры вычисляется коэффициент теплопередачи стены.

$$\frac{dT}{dx} = \frac{h(T_g - T_w)}{k_g} \quad (7.47)$$

6.4.12. K_{th} является термофоретическая коэффициент скорости и рассчитывается с использованием следующего соотношения [67]

$$K_{th} = \frac{2C_s(\alpha + C_t Kn) C_n}{(1 + 3C_m Kn)(1 + 2\alpha + 2C_t Kn)} \quad (7.48)$$

где $C_s = 1:17$ коэффициент теплового скольжения, является отношением проводимость газа к частице проводимость, $C_m = 1:14$ коэффициент импульс размещение, и $C_t = 2:18$ коэффициент теплового размещения.

6.4.13. Турбулентное осаждение

6.4.14. Диффузия турбулентности скорость осаждения зависит от режима течения (диффузия, диффузия-сдавление или инерции замедлителем). Скорость осаждения для этих режимов приведено ниже [68].

$$u_{dt} = \begin{cases} 0.086 Sc^{-0.7} u_\tau & \tau^+ < 0.2 \\ 3.5 \times 10^{-4} \tau^{+2} u_\tau & 0.2 < \tau^+ < 22.9 \\ 0.17 u_\tau & \tau^+ > 22.9 \end{cases} \quad (7.49)$$

где Sc это количество частиц Шмидт, или отношение кинематической вязкости для броуновского коэффициент диффузии частиц ($n=DB$), u_τ это скорость трения о стенки вычисляется по модели стене, и t^+ это безразмерный тормозной путь который задается [69]

$$\tau^+ = \frac{\rho_a (2r_a)^2}{18\mu^2} u_\tau^2 \rho_g \quad (7.50)$$

7. ЛАГРАНЖЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ

7.1. Лагранжевы частицы

7.1.1. Лагранжевы частицы используются для воспроизведения множества объектов, которые не могут быть решены с помощью числовой сетки. Наиболее распространенным примером являются капли жидкости. В данной главе дано описание обработки переноса, распределения по размерам, а также передачи массы, импульса и энергии к лагранжевым частицам и от них.

7.2. Перенос частиц в газообразной фазе

7.2.1. В уравнении импульса газовой фазы, см. уравнение (4.33), значение силы f_b представляет собой импульс, переданный от частиц к газу. Оно может быть получено путем суммирования силы, передаваемой от каждой частицы ячейки сетки и делением на объем ячейки, V :

$$f_b = \frac{1}{V} \sum \left[\frac{1}{2} \rho C_d \pi r_p^2 (u_p - u) |u_p - u| - \frac{dm_p}{dt} (u_p - u) \right] \quad (8.1)$$

где C_d – коэффициент сопротивления, r_p – радиус частицы, u_p – скорость частицы, m_p – масса частицы, u – скорость движения газа, а ρ – плотность газа. Ускорение частиц определяется из следующего уравнения:

$$\frac{du_p}{dt} = g - \frac{1}{2} \frac{\rho C_d \pi r_p^2}{m_p} (u_p - u) |u_p - u| \quad (8.2)$$

7.2.2. Положение частиц, x_p , определяется из уравнения:

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p \quad (8.3)$$

7.2.3. Коэффициента сопротивления (по умолчанию на основе сферы) является функцией местного числа Рейнольдса, которое основано на диаметре частиц, D

$$C_d = \begin{cases} 24/Re_D & Re_D < 1 \\ 24(08.5 + 0.15Re_D^{0.687})/Re_D & 1 < Re_D < 1000 \\ 0.44 & 1000 < Re_D \end{cases} \quad (8.4)$$

$$Re_D = \frac{\rho \|u_p - u\| 2r_p}{\mu(T)} \quad (8.5)$$

где $\mu(T)$ – динамическая вязкость воздуха при температуре T . Дополнительные коррекции делаются с учетом снижения сопротивления вследствие влияния спутной струи [70] и деформации капли [71].

7.2.4. Снижение сопротивления

7.2.5. Как правило, модели Лагранжевых частиц рассматривают только двустороннюю связь между газом и частицами. Это означает, что каждая частица взаимодействует с переносимой жидкостью индивидуально. Импульс, потерянный частицей добавляется к жидкости, и наоборот. Если распылитель достаточно плотен, однако, отдельные частицы влияют друг на друга посредством аэродинамических взаимодействий. Данные воздействия не могут быть зафиксированы текущей моделью Эйлера-Лагранжа по двум причинам. Во-первых, лагранжевы частицы не занимают объем в пространстве Эйлера. Во-вторых, разделение длины было бы на подсеточном уровне в большинстве случаев практического моделирования. Аэродинамические взаимодействия начинают оказывать воздействие, когда среднее расстояние частиц составляет менее 10 диаметров [72, 73]. Это соответствует объемной доле частиц, α , приблизительно равной 0,01. Такие высокие объемные доли, иногда могут достигаться внутри тонких распылений воды. Если распыление еще более плотное, должны учитываться столкновения частиц с другими частицами или четырехсторонние связи. В конфигурации, где две частицы одного диаметра выстроены в одну линию, сокращение силы сопротивления второй частицы могут быть смоделированы в следующем уравнении [70]:

$$C_d = C_{d,0} \frac{F}{F_0} \quad (8.6)$$

где $C_{d,0}$ – единичный коэффициент сопротивления частицы, а F/F_0 – соотношение гидродинамических сил задней частицы к изолированной частице:

$$\frac{F}{F_0} = W \left[1 + \frac{Re}{16} \frac{1}{(L/D - 1/2)^2} \exp \left(- \frac{Re}{16} \frac{1}{(L/D - 1/2)} \right) \right] \quad (8.7)$$

где Re – единичная частица числа Рейнольдса, L – расстояние между частицами, а W – безразмерная, не нарушенная скорость спутной струи в центре задней частицы:

$$W = 1 - \frac{C_{d,0}}{2} \left[1 - \exp \left(- \frac{Re}{16} \frac{1}{(L/D - 1/2)} \right) \right] \quad (8.8)$$

7.2.6. Данная модель предполагает, что сферы направляются прямо одну в линию друг с другом. Таким образом, это обеспечивает верхнюю границу для силы аэродинамических взаимодействий между двумя частицами одинакового размера. Разделяющее расстояние L/D между центрами частиц рассчитывается по объемной доле местной частицы и диаметру местной средней частицы $\bar{D}$

$$L/D = \bar{D} (\pi/6\alpha)^{\frac{1}{3}} \quad (8.9)$$

7.2.7. В данном случае, местные величины приняты как среднее значение по отдельной расчетной ячейке.

7.2.8. На самом деле, распыление не является монодисперсным и разделительное расстояние между взаимодействующими частицами варьируется. При моделировании коэффициент снижения сопротивления в уравнении 8.6 используется только тогда, когда объемная доля местной капли превышает значение 1×10^{-5} . Модель снижения сопротивления включена по умолчанию.

7.2.9. Альтернативный подход к снижению сопротивления был предложен Пралом (Prah) и др. [72], который изучал взаимодействие между двумя твердыми сферами в стационарном или пульсирующем потоке путем подробного численного моделирования. Согласно их исследованию, указанная корреляция существенно недооценивает снижение сопротивления при малом расстоянии от капли до капли. Пульсации притока приводят к уменьшению эффекта снижения сопротивления. На больших расстояниях два результата схожи, при этом корреляция Рамиреса-Муньоса показывает большее

снижение сопротивления. Это не удивительно, поскольку профиль скорости полностью развившейся осесимметричной спутной струи позади осесимметричного тела используется в разработке коррекции снижения сопротивления в уравнениях 8.7 и 8.8. На малых расстояниях спутная струя не является полностью развившейся и предположение не имеет силу.

7.3. Классификация капель жидкости по размерам

7.3.1. Совокупный объем распределения для распыления жидкости представляет собой сочетание логарифмически нормального и Розина-Раммлера распределений [74]:

$$F_v(D) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^D \frac{1}{\sigma D'} \exp\left(-\frac{[\ln(D'/D_{v,0.5})]^2}{2\sigma^2}\right) dD' & (D \leq D_{v,0.5}) \\ 1 - \exp\left(-0.693 \left(\frac{D}{D_{v,0.5}}\right)^\gamma\right) & (D_{v,0.5} < D) \end{cases} \quad (8.10)$$

где $D_{v,0.5}$ – средний объемный диаметр капли (т.е. половина массы переносится каплями с диаметром $D_{v,0.5}$ или менее), а γ и σ – эмпирические постоянные, равные приблизительно 2,4 и 0,6, соответственно. В противном случае, пользователь может задать любую форму классификации по размерам с помощью таблицы входных данных.

1-Распределение Розина-Раммлера и логнормальное распределение плавно соединены, если $\sigma = 2/(\sqrt{2\pi}(\ln 2)^\gamma) = 1.15/\gamma$.

7.3.2. Средний диаметр капли представляет собой функцию диаметра отверстия спринклера, рабочего давления и геометрии. Исследования на «Factory Mutual» дали корреляцию для среднего диаметра капель [75]

$$\frac{D_{v,0.5}}{d} \propto We^{\frac{1}{3}} \quad (8.11)$$

где d – диаметр отверстия клапана. Число Вебера для отверстия, соотношение внутренних сил к силам поверхностного натяжения, определяется следующим уравнением:

$$We = \frac{\rho_p u_p^2 d}{\sigma} \quad (8.12)$$

где ρ_p – плотность жидкости, u_p – скорость распыления, а σ – поверхностное натяжение жидкости (72.8×10^{-3} Н / м при 20 °С для воды). Скорость распыления может быть вычислена из массового расхода, функция рабочего давления и коэффициент отверстия известный как коэффициент К. FM указывает, что коэффициент пропорциональности в уравнении (8.11), оказывается, не зависит от скорости потока и рабочего давления. Три различных спринклера были испытаны в исследовании с отверстиями диаметром 16,3 мм, 13,5 мм и 12,7 мм, и коэффициенты для них составляли приблизительно 4,3, 2,9 и 2,3, соответственно. Защитные планки двух спринклеров меньшего размера были засечены, в то время как самого крупного спринклера – нет [75].

7.3.3. В реальных системах пожаротушения, рабочее давление зависит от количества открытых форсунок. Обычно давление в трубопроводе является высоким, когда первый активирует пожаротушения, и уменьшается, когда все больше и больше головок спринклера активированы. Трубы давление оказывает влияние на расход, скорость капель и распределение капель по размерам. FDS не предсказывает изменение давления трубы, он должен быть указан пользователем. Следующие зависимости используются для обновления капли граничные условия для массового расхода, скорости капли, и средний диаметр:

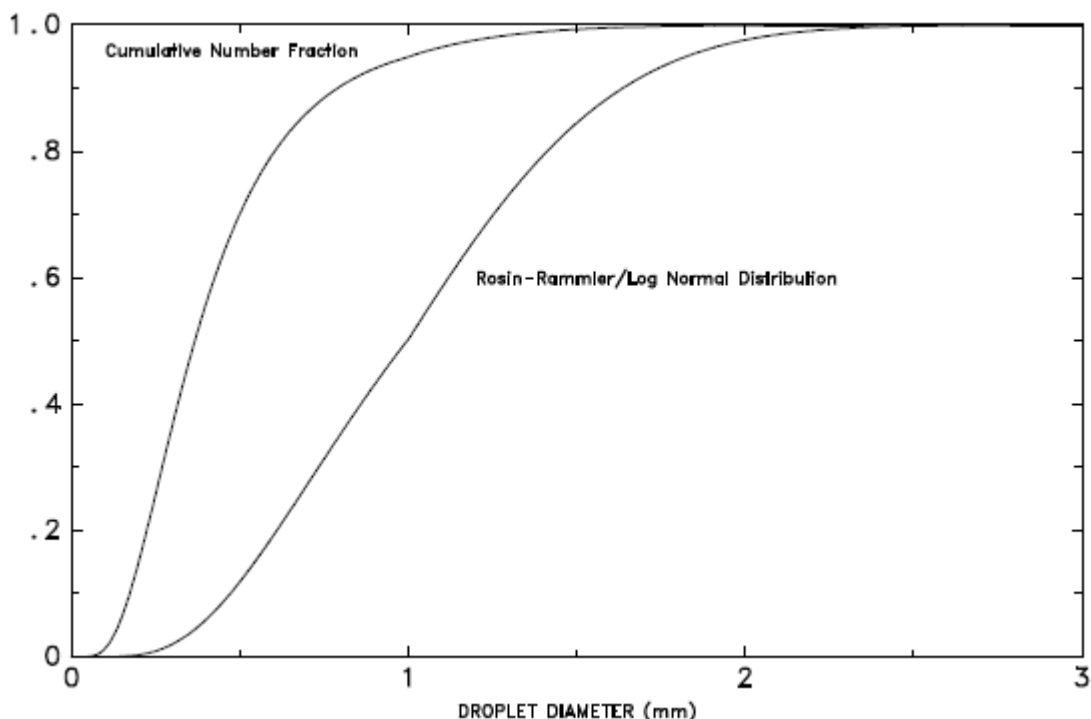
$$\dot{m}_p \propto p^{1/2}; \quad u_p \propto p^{1/2}; \quad D_{v,0.5} \propto p^{-1/3} \quad (8.13)$$

7.3.4. Капли диаметром выбираются случайным образом из данной классификации по размерам. Доля совокупного количества (CNF), F_n , определяется из фракции совокупного объема, F_v , следующим образом:

$$F_n(D) = \int_0^D \frac{F'_v(D')}{D'^3} dD' \bigg/ \int_0^\infty \frac{F'_v(D')}{D'^3} dD' \quad ; \quad F'_v \equiv \frac{dF_v}{dD} \quad (8.14)$$

7.3.5. На рисунке 8.1 показана функция Розина-Раммлера/ логнормальная функция и полученная в результате кумулятивная числовая доля. Выбор диаметра капли использует метод стратифицированной выборки для того, чтобы капли охватывают весь диапазон размеров, даже при

относительно небольшом количестве капель. Без стратификации, хвосты распределения могут быть представлены неполно. Методика выбора размеров капель заключается в следующем:



7.3.6. Рис. 8.1: Функции доли совокупного объема и доли совокупного числа классификации капель по размеру из типичного промышленного спринклера. Средний объемный диаметр, $D_{v,0.5}$, составляет 1 мм, $\sigma = 0.6$ и $\gamma = 2.4$.

7.3.6.1. Допустим, массовый расход жидкости – это $\dot{m}$, временной интервал для введения капли – δt , а количество капель введенных за каждый временной интервал – N .

7.3.6.2. Разделите значение диаметра капель на число резервуаров одинаковой ширины (7 по умолчанию).

7.3.6.3. Случайно выберите целое число N , n_i , варьирующиеся от 1 до общего количества резервуаров.

7.3.6.4. Выберите равномерно распределенные действительные числа N от 0 до 1 и вычислите случайные диаметры капель N :

$$D_i = F_n^{-1} \left[F_n(D_{n_i, \min}) + \mathcal{U}(0, 1) (F_n(D_{n_i, \max}) - F_n(D_{n_i, \min})) \right] \quad (8.15)$$

7.3.6.5. где $\mathcal{U}(0, 1)$ – равномерно распределенное реальное число от 0 до 1, а $D_{n_i, \min}$ и $D_{n_i, \max}$ – минимальный и максимальный диаметры резервуара n_i .

7.3.6.6. Вычислите постоянные значения веса для каждой капли $C_i = F_n(D_{n_i, \max}) - F_n(D_{n_i, \min})$.

7.3.6.7. Вычислите общую постоянную значения веса, C , которая поддерживает общий баланс массы:

$$\dot{m} \delta t = C \sum_{i=1}^N C_i \frac{4}{3} \pi \rho_p \left(\frac{D_i}{2} \right)^3 \quad (8.16)$$

7.3.6.8. Масса и тепло, передаваемое от каждой капли умножается на весовой коэффициент C .

7.4. Начало распыления

7.4.1. Капли вводятся в моделирование по сферической поверхности, диаметром которой является указанное промежуточное расстояние от отверстия сопла. Предполагается, что капли полностью распыляются на данном этапе. Долгота начального положения капель, $0 \leq \theta \leq 2\pi$, случайно

выбирается из равномерного распределения. Широта, $0 \leq \varphi \leq \pi$, случайно выбирается из следующего распределения:

$$f(\varphi) = \exp \left[-\beta \left(\frac{\varphi - \varphi_{\min}}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}} \right)^2 \right] \quad (8.17)$$

7.4.2. Обратите внимание, что $\varphi = 0$ – южный полюс сферы. Параметр распространения, β , равен 5 по умолчанию. Все капли имеют одинаковую начальную скорость в направлении нормали к поверхности.

7.5. Нагревание и испарение капель жидкости

7.5.1. Капли жидкости могут представлять собой либо дискретные рассеянные в воздухе сферы или элементы тонкой жидкой пленки, образующейся на намокнух твердых поверхностях. Эти "капли" пленки по-прежнему индивидуально рассматриваются как лагранжевы частицы, однако коэффициенты переноса тепла и массы различаются. В дальнейшем термин "капли" будет использоваться для описания любой из этих форм.

7.5.2. В течение временного шага решателя газовой фазы, капли в данной ячейке сетки испаряются, образуя газообразные вещества, α . Скорость испарения представляет собой функцию массовой доли пара в жидкостном равновесии, $Y_{\alpha,\ell}$, местную массовую долю пара газовой фазы, $Y_{\alpha,g}$, (предполагаемая равномерная) температура капли, T_p и местную температуру газа T_g . Подстрочный символ «g» обозначает среднее значение количества в ячейке, занимаемое каплей. Подстрочный символ «p» обозначает жидкую каплю. Если капли находятся на твердой поверхности, T_s обозначает температуру поверхности. Перенос массы и энергии между газом и жидкостью может быть представлен следующими уравнениями [76]

$$\frac{dm_p}{dt} = -A_p h_m \rho_g (Y_{\alpha,\ell} - Y_{\alpha,g}) \quad (8.18)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{m_p c_p} \left[A_p h (T_g - T_p) + \dot{q}_r + \frac{dm_p}{dt} h_v \right] \quad (8.19)$$

7.5.3. Здесь, m_p – масса капли жидкости (или доля поверхности пленки, связанная с ранее распыленной в воздухе каплей), A_p – площадь поверхности капли жидкости, h_m – коэффициент передачи массы, более подробно рассмотренный ниже, ρ_g – плотность газа, c_p – теплоемкость жидкости h – коэффициент теплопередачи между каплей и газом, $\dot{q}_r$ – скорость нагрева капли излучением, а h_v – скрытое тепло испарения жидкости. Массовая доля пара в газе, $Y_{\alpha,g}$, может быть получена из уравнений переноса массы газовой фазы, а массовая доля пара в жидкостном равновесии может быть получена из уравнения Клаузиуса-Клапейрона:

$$X_{\alpha,\ell} = \exp \left[\frac{h_v W_\alpha}{R} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_p} \right) \right]; \quad Y_{\alpha,\ell} = \frac{X_{\alpha,\ell}}{X_{\alpha,\ell} (1 - W_a / W_\alpha) + W_a / W_\alpha} \quad (8.20)$$

где $X_{\alpha,\ell}$ – объемная массовая доля пара в жидкостном равновесии, W_α – молекулярная масса газообразных веществ α , W_a – молекулярная масса воздуха, R – универсальная газовая постоянная, а T_b – температура кипения жидкости при стандартном атмосферном давлении.

7.5.4. Передача массы и тепла между жидкостью и газом представлены с аналогичными эмпирическими корреляциями. Коэффициент передачи массы, h_m , представлен эмпирическими соотношениями [55]:

$$h_m = \frac{\text{Sh } D_{tg}}{L}; \quad \text{Sh} = \begin{cases} 2 + 0.6 \text{Re}_D^{\frac{1}{2}} \text{Sc}^{\frac{1}{3}} & \text{капля} \\ 0.037 \text{Re}_L^{\frac{4}{5}} \text{Sc}^{\frac{1}{3}} & \text{пленка} \end{cases} \quad (8.21)$$

Sh – число Шервуда, D_{lg} – бинарный коэффициент диффузии между парами жидкости и окружающими газами (как правило, воздухом), L – масштаб длины равный либо диаметру капли, либо 1 м для поверхностной пленки, Re_D – число Рейнольдса для капли (на основе диаметра, D , и относительной скорости капли в воздухе), Re_L – число Рейнольдса на основе длины шкалы L , а Sc – число Шмидта (ν/D_{lg} , предполагается значение 0,6 для всех случаев).

7.5.5. Аналогичное соотношение существует для коэффициента теплопередачи:

$$h = \frac{Nu \, k}{L}; \quad Nu = \begin{cases} 2 + 0.6 Re_D^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} & \text{газовая капля} \\ 0.037 Re_L^{\frac{4}{5}} Pr^{\frac{1}{3}} & \text{газовая пленка} \end{cases} \quad (8.22)$$

Nu – число Нуссельта, k – теплопроводность газа, а Pr – число Прандтля (предполагается значение 0,7 для всех случаев). В случаях, когда капля на самом деле является частью пленки жидкости на твердой поверхности, одна половина массы капли нагревается или охлаждается твердой поверхностью, а другая половина нагревается или охлаждается газом.

7.5.6. Обмен массы и энергии между каплями жидкости и окружающими газами (или твердыми поверхностями) вычисляется от капли к капле. После того, как вычисляется температура каждой капли, соответствующее количество испаренной жидкости добавляется в данной ячейке сетки, а температура газа в ячейке незначительно снижается на основе потери энергии в капле.

7.5.7. Уравнение (8.19) решается наполовину неявно в течение временного шага газовой фазы следующим образом:

$$\frac{T_p^{n+1} - T_p^n}{\delta t} = \frac{1}{m_p c_p} \left[A_p h \left(T_g - \frac{T_p^{n+1} + T_p^n}{2} \right) - A_p h_m \rho_g \left(\frac{Y_{\alpha, \ell}^{n+1} + Y_{\alpha, g}^n}{2} - Y_{\alpha, g} \right) h_v \right] \quad (8.23)$$

7.5.8. Массовая доля равновесного пара, $Y_{\alpha, \ell}^n$, вычисляется с помощью T_p^n в уравнении (8.20), а его значение на следующем временном шаге приблизительно рассчитывается с помощью:

$$Y_{\alpha, \ell}^{n+1} \approx Y_{\alpha, \ell}^n + \left(\frac{dY_{\alpha, \ell}}{dT_p} \right)^n (T_p^{n+1} - T_p^n) \quad (8.24)$$

где производное $Y_{\alpha, \ell}$ по отношению к температуре рассчитывается с помощью цепного правила:

$$\frac{dY_{\alpha, \ell}}{dT_p} = \frac{dY_{\alpha, \ell}}{dX_{\alpha, \ell}} \frac{dX_{\alpha, \ell}}{dT_p} = \frac{W_a / W_{\alpha}}{(X_{\alpha, \ell} (1 - W_a / W_{\alpha}) + W_a / W_{\alpha})^2} \frac{h_v W_{\alpha}}{R T_p^2} \exp \left[\frac{h_v W_{\alpha}}{R} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_p} \right) \right] \quad (8.25)$$

7.5.9. Количество испарившейся жидкости определяется следующим уравнением:

$$\delta m_p = -\delta t A_p h_m \rho_g \left[Y_{\alpha, \ell}^n + \frac{1}{2} \left(\frac{dY_{\alpha, \ell}}{dT_p} \right)^n (T_p^{n+1} - T_p^n) - Y_{\alpha, g} \right] \quad (8.26)$$

7.5.10. Количество тепла, извлекаемого из газа:

$$\delta q = \delta t A_p h \left(T_g - \frac{T_p^n + T_p^{n+1}}{2} \right) \quad (8.27)$$

7.6. Пожаротушение с помощью воды

7.6.1. В предыдущих разделах представлена теплопередача от капли жидкости газовой среде, твердому телу, или им обоим. Хотя существует некоторая неопределенность в значениях соответствующих коэффициентов теплопередачи, фундаментальные физические процессы довольно ясны. Однако, когда капли соприкасаются с нагреваемыми поверхностями, простые корреляции теплопередачи становятся все более сложно применимыми. Причина этого заключается в том, что вода не только охлаждает поверхность и окружающий газ, но также меняет скорость пиролиза в топливе. Если поверхность топлива является плоской, то можно охарактеризовать снижение скорости пиролиза как

функцию снижения общей теплоотдачи к поверхности. К сожалению, большинство видов топлива, представляющих интерес в отношении пожаротушения являются многокомпонентными твердыми веществами со сложной геометрией в масштабах, неразрешимых с помощью расчетной сетки.

7.6.2. Перенос капли на поверхность

- 7.6.3. Когда капля жидкости попадает твердую горизонтальную поверхность, ей присваивается случайное горизонтальное направление, и она движется с заданной скоростью, пока не достигнет края, после чего она падает вниз с той же заданной скоростью. Эта скорость «падения капли» была измерена для воды, и составляет порядка 0,5 м/с [77, 78]. Предполагается что, находясь на поверхности, капля образует тонкую пленку жидкости, передающую тепло твердому телу, и тепло и массу газовой среде. Толщина пленки, d , определяется уравнением:

$$\delta = \max \left(\delta_{\min}, \sum \frac{4 \pi r_p^3}{3 A} \right) \quad (8.28)$$

где A – область стенки ячейки, на которой находятся капли. Предполагается, что минимальная толщина пленки, $\delta_{\min}$, составляет 1×10^{-5} м. Это предотвращает распространение очень небольшого количества жидкости по всей ширине ячейки. Также предполагается, что жидкость непрозрачна в отношении теплового излучения.

7.6.4. Сокращение скорости пиролиза вследствие воздействия воды

- 7.6.5. На сегодняшний день большая часть работы в данной области была выполнена компанией Фэктори Мьючуал. Важный документ по данной теме был составлен автором Ю (Yu) и др. [79]. Авторы исследуют несколько десятков пожаров с различной геометрией и темпами применения воды с использованием стеллажей, и дают характеристику скорости подавления в отношении нескольких глобальных параметров. Их анализ дает выражение для общего выделения тепла при пожаре на стеллажах после срабатывания спринклерной системы пожаротушения.

$$\dot{Q} = \dot{Q}_0 e^{-k(t-t_0)} \quad (8.29)$$

где $\dot{Q}_0$ – общая скорость тепловыделения на момент подачи воды t_0 , а k – постоянная, зависящая от топлива. Данный расчет основан на глобальном потоке воды и скорости горения. Уравнение (8.29) используется для расчета охлаждения ненагреваемых поверхностей, а также снижения скорости тепловыделения нагреваемых поверхностей. В модели FDS охлаждение ненагреваемых поверхностей, а также снижение скорости тепловыделения вычисляются локально. Таким образом, в данном случае неуместно применять глобальное правило пожаротушения. Тем не менее, экспоненциальный характер пожаротушения с помощью воды наблюдается как локально, так и глобально, следовательно, предполагается, что местная скорость тепловыделения на единицу площади может быть выражена следующим уравнением: [77, 78]

$$\dot{q}''(t) = \dot{q}_0''(t) e^{-\int k(t) dt} \quad (8.30)$$

где $\dot{q}_0''(t)$ – скорость горения на единицу площади топлива, когда вода не применяется для пожаротушения, а $k(t)$ – линейная функция местной массы воды на единицу площади, m_w'' , выраженная в единицах кг/м²,

$$k(t) = a m_w''(t) \text{ s}^{-1} \quad (8.31)$$

- 7.6.6. Важно отметить, что a является эмпирической постоянной.

7.7. Использование лагранжевых частиц для сложных объектов модели

- 7.7.1. Существует множество реальных объектов, участвующих в пожаре, которые не могут быть просто смоделированы в виде трехмерных препятствий, соответствующих прямолинейной сетке. Например, электрические кабели, сухой кустарник, ветви дерева и т. д., являются потенциальными объектами горения, которые не могут быть удачно представлены в виде трехмерных кубов не только вследствие своей неправильной геометрии, но также потому, что трехмерный объект ограничивает передвижение горячих газов сквозь сложные наборы предметов. Кроме того, объекты, такие как оконные стекла также устанавливают ограничения потока, однако, они, как правило, не поддаются решению в инженерных расчетах. В качестве одного из возможных средств решения задачи, данные объекты могут быть смоделированы в виде отдельных частиц, таких как сферы, цилиндры или небольшие пластины. Каждой частице может быть предписан тип поверхности практически так же, как для трехмерных препятствий, которые соответствуют числовой сетке. Предполагается, что частица

является термически плотной, однако для простоты теплопередачи внутри частицы, предполагается, что она является одномерной в цилиндрической, сферической или декартовой системах координат.

- 7.7.2. Предполагается, что частицы взаимодействуют с окружающей газовой средой через дополнительное значение в правой части уравнения сохранения энергии. Для ячейки сетки с показателями i, j, k , правая часть уравнения представляет собой:

$$\dot{q}_{r,i,jk}''' \equiv (-\nabla \cdot \dot{q}_r)_{i,jk} = \sum K_p (U_{i,jk} - 4\sigma T_p^4) \quad (8.32)$$

- 7.7.3. где суммирование ведется по всем частицам внутри ячейки. Эффективный коэффициент поглощения для отдельной частицы определяется следующим уравнением:

$$K_p = \frac{A}{4\delta x \delta y \delta z} - \sigma T_p^4 \quad (8.33)$$

где A – площадь поверхности частицы, а $\delta x \delta y \delta z$ – объем ячейки. Чистый излучающий тепловой поток на поверхность частицы составляет:

$$\dot{q}_{r,p}'' = \varepsilon \left(\frac{U_{i,jk}}{4} - \sigma T_p^4 \right) \quad (8.34)$$

- 7.7.4. **Пористая среда (оконные сетки, металлические сетки и прочие подобные материалы)**

- 7.7.5. В зданиях часто встречаются сетчатые полотна, просечно-вытяжные металлические сетки, оконные стекла и прочие тонкие проницаемые материалы. При обычном расчете размеры отверстий в проницаемых материалах и окружающих материалах будут значительно меньше, чем размеры сетки. Таким образом, нет простого способа моделирования этих материалов с использованием непроницаемых препятствий. Однако лагранжевы частицы могут использоваться для представления как сопротивления, так и массы этих материалов. Лагранжевы частицы, расположенные в плоскости, могут представлять, например, оконную сетку. При изменении закона сопротивления частиц, частицы могут устанавливать сопротивление, подходящее для тонкого пористого материала. Падение давления на плоскости сетки толщиной l определяется следующим уравнением [80]:

$$\frac{\Delta p}{l} = \frac{\mu}{K} u + \rho \frac{Y}{\sqrt{K}} u^2 \quad (8.35)$$

- 7.7.6. где K – постоянная проницаемости, Y – инерциальной постоянная, u – нормаль скорости по направлению к сетке, ρ – плотность, а μ – вязкость газа. K и Y представляют собой функции пористости сетки (площадь отверстий/общая площадь), ε :

$$K = 3.44 \times 10^{-9} \varepsilon^{1.6} \text{ м}^2; Y = 0.043 \varepsilon^{2.13} \quad (8.36)$$

- 7.7.7. Вектор силы f_b в уравнении (4.33) представляет импульс, передаваемый от сетки газу:

$$f_b = l \left(\frac{\mu}{K} + \rho \frac{Y}{\sqrt{K}} |u| \right) \left(\frac{u}{\delta x}, \frac{v}{\delta y}, \frac{w}{\delta z} \right) \quad (8.37)$$

- 7.7.8. Это значение силы преимущественно распределяет снижение давления по всей ширине ячейки сетки.

7.8. Турбулентный разлет

- 7.8.1. Воздействие турбулентного движения жидкости подсеточного масштаба на скорость и положение лагранжевой частицы может быть учтено с использованием модели случайных блужданий [81]. Положение трайсирующей частицы подчиняется стохастическому дифференциальному уравнению:

$$dx^* = \left[\tilde{u} + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla (\bar{\rho} D_t) \right] dt + \sqrt{2D_t} dW \quad (8.38)$$

где x^* обозначает положение частицы (звездочка обозначает свойство частицы), $\tilde{u}$ – решенная скорость LES, D_t – турбулентная диффузивность (заимствованно, например, из модели турбулентной вязкости), а W – независимый винеровский процесс. Следует отметить, что если турбулентная диффузия отсутствует, частица будет следовать решенному потоку. Значение, добавленное к решенной скорости, отвечает за детерминированное среднее направление, а

значение случайных блужданий (винеровский процесс) отвечает за воздействие переориентации нерешенного турбулентного движения.

7.8.2. Те, кто не знаком со стохастическими дифференциальными уравнениями, могут рассматривать винеровский процесс численно: $dW(t) = (\delta t)^{1/2} \xi(t)$ в пределе $\delta t \rightarrow 0$, где $\xi(t)$ – независимая стандартизированная гауссовская случайная переменная [14]. В FDS $\xi(t)$ получают с помощью преобразования Бокса-Мюллера [82].

8. УСТРОЙСТВА ОБНАРУЖЕНИЯ ПОЖАРА

8.1. Обзор

8.1.1. FDS предсказывает тепловой окружающей среды в результате пожара, но она опирается на эмпирические модели, которые описывают активацию различных устройств обнаружения пожара. Эти модели описаны в данном разделе.

8.2. Спринклеры

8.2.1. Температура чувствительного элемента (или "соединения") автоматической спринклерной системы пожаротушения оценивается по дифференциальному уравнению, выдвинутому Хескестадом и Биллом [83], с добавлением значения, отвечающего за охлаждение соединения каплями воды в газовом потоке из ранее активированных спринклеров.

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{\sqrt{|u|}}{RTI} (T_g - T_l) - \frac{C}{RTI} (T_l - T_m) - \frac{C_2}{RTI} \beta |u| \quad (9.1)$$

где u – скорость газа, RTI – показатель времени срабатывания, T_l – температура соединения, T_g – температура газа рядом с соединением, T_m – температура крепления спринклера (предполагается, окружающего), а β – объемная доля (жидкости) воды в потоке газа. Чувствительность соединения спринклера характеризуется его значением показателя времени срабатывания (RTI). Количество тепла, отводимого по соединению у крепления обозначается «С-коэффициентом». Показатель времени срабатывания (RTI) и С-коэффициент определяются экспериментально. Постоянная C_2 была эмпирически определена Ди-Марцо и др. [84, 85, 86], и составляет $6 \times 10^6 \text{ K}/(\text{м/с})^0 \cdot 5$, а его величина является относительно постоянной для различных типов спринклеров.

8.2.2. Алгоритм активации теплового датчика точно такой же, как алгоритм активации спринклера, за исключением того, что в нем отсутствует учет для потерь проводящего материала или охлаждения капель. Важно отметить, что ни спринклерный, ни тепловой модели датчиков не учитывают тепловое излучение.

8.3. Тепловые датчики

8.3.1. С точки зрения FDS, тепловой датчик представляет собой спринклер без распылителя. Другими словами, активация теплового датчика определяется уравнением (9.1), однако только с первым значением в правой части уравнения:

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{\sqrt{|u|}}{RTI} (T_g - T_l) \quad (9.2)$$

8.3.2. Оба значения времени срабатывания (RTI) и температуры активации определяются эмпирически.

8.4. Датчики дыма

8.4.1. Информативное обсуждение вопросов, связанных с обнаружением дыма можно найти в Руководстве SFPE глава «Проектирование систем обнаружения пожара», авторы: Шифилити, Меакам, Кастер [87]. Авторы указывают, что трудности при моделировании активации датчиков дыма связаны с рядом вопросов: (1) образование и перенос дыма на ранней стадии пожара не достаточно ясны, (2) датчики часто используют сложные алгоритмы реакции, вместо простых пороговых критериев или критериев скорости изменения, (3) датчики могут быть чувствительны к плотности числа дымовых частиц, распределению размеров, показателю преломления, составу и т. д., и (4) большинство компьютерных моделей, в том числе FDS, не предоставляют подробного описания дыма, помимо переноса его массы. Этот последний пункт является наиболее важным. В лучшем случае, в настоящей форме, FDS может обеспечить только алгоритм активации скорость и концентрацию дыма потолочной струи,

протекающей мимо датчика. Независимо от деталей механизма внутри устройства, любая модель активации, включенная в FDS, может объяснить лишь сопротивление проникновению дыма, вследствие геометрии датчика. Вопросы, связанные с эффективностью ионизации или фотоэлектрических датчиков не могут быть решены с помощью FDS.

- 8.4.2. Рассмотрим простой пример идеализации с дымовым датчиком "точечного типа". Дискообразное покрытие выстроенное в соответствии с экраном четкой сетки образует внешнюю оболочку устройства, которая обычно устанавливается на потолке. Где-то внутри устройства находится относительно небольшая измерительная камера, с помощью которой некоторым образом обнаруживается дым. Простая модель этого устройства была предложена Хескестадом [87]. Он предположил, что массовая доля дыма в измерительной камере извещателя Y_c отстает от массовой доли во внешнем потоке Y_e беслатентно периоду времени $DT = L = U$, где U – скорости набегающего потока и L является длиной характеристикой детектора геометрии. Изменение массовой доли дыма в камере зондирования может быть найдено из решения следующего уравнения:

$$\frac{dY_c}{dt} = \frac{Y_e(t) - Y_c(t)}{L/u} \quad (9.3)$$

- 8.4.3. Извещатель срабатывает при Y_c поднимается выше-детектор определенный порог.
- 8.4.4. Более подробную модель обнаружения дыма с участием двух заполнением раз, а не один был такжепредложил. Дыма, проходящего в камеру зондирования должен сначала пройти через внешний корпус, то он долженпроходят через ряд перегородок до прибытия в измерительной камеры. Существует временной лаг, связанный спрохождении дыма через жилья, а также вступление дыма в измерительной камеры. позволятьDTE характеристическая время заполнения всего объема окруженный внешним корпусом. Давайте быть DTCхарактерной время заполнения измерительной камеры. Клири и др.. [88] предположил, что каждая характеристика заполнениявремя является функцией скорости набегающего потока и снаружи детекторагеометрии. Изменение массовой доли дыма в камере зондирования может быть найдено из решения следующего уравнения:

$$\delta t_e = \alpha_e u^{\beta_e}; \delta t_c = \alpha_c u^{\beta_c} \quad (9.4)$$

- 8.4.5. Параметры α и β – эмпирические постоянные, связанные с конкретной геометрией датчика. Предлагаемые значения этих параметров приведены в руководстве пользователя FDS [3]. Изменение массовой доли дыма в измерительной камере Y_c можно найти путем решения следующего уравнения:

$$\frac{dY_c}{dt} = \frac{Y_e(t - \delta t_e) - Y_c(t)}{\delta t_c} \quad (9.5)$$

где Y_e – массовая доля дыма за пределами датчика в свободном потоке. Простое пояснение для уравнения заключается в том, что концентрация дыма, поступающего в измерительную камеру в момент времени t , в том, что от набегающего потока в момент времени $t - \delta t_e$.

- 8.4.6. Аналитическое решение для уравнения (9.5) можно найти, но это удобнее просто интегрировать его численно, как это делается для разбрызгиватели и тепловых извещателей. Затем предсказанные массовая доля дыма в камере зондирования $Y_c(t)$ может быть преобразовано в выражение для затемнения процентов на единицу длины на компьютере:

$$\text{Затемнение} = (1 - e^{-K_m \rho Y_c l}) \times 100 \% \text{ на длину } l \quad (9.6)$$

где K_m – коэффициент экстинкции массы, ρ – плотность внешней газовой среды в потолочной струе, а l – единица длины, на которой истощается свет¹. Для большинства видов воспламенившегося топлива, предлагаемое значение K_m составляет $8700 \text{ м}^2/\text{кг} \pm 1100 \text{ м}^2/\text{кг}$ при длине волны равной 633 нм [89].

1 - Как правило, критерий активации датчика дыма точечного типа указан в виде процента затемнения на 1 фут или 1 метр. Для первого, $l = 0.3048 \text{ м}$, для последнего, $l = 1 \text{ м}$.

- 8.4.7. Справочник SFPE [87] имеет ссылки на различные работы на обнаружение дыма и предлагаемых значений характерной длиной L . FDS включает однопараметрическую модель Хескестада как частный случай из четырех параметров модели Клири. Для модели Клири, пользователь должен указать AE, BE, переменного тока и до нашей эры, в то время как для Heskstad модели, только $L = AC$ должно быть указано. Уравнение (9.5) до сих пор используется, с $AE = 0$ и быть $BC = 1$. Сторонники четырьмя параметрами модели утверждают, что два раза заполнения, чтобы лучше захватить поведение детекторы в очень медленном набегающего потока ($U < 0.5 \text{ м} = S$). Вместо того, чтобы объявить одна модель лучше, чем другой, алгоритм включен в FDS позволяет пользователю

выбрать эти различные параметры, и при этом, выбрать Какую бы модель пользователь чувствует уместно [90].

- 8.4.8. Кроме того, FDS может моделировать поведение балочных и аспирационных датчиков дыма. Для пучка детектор, пользователь указывает излучателя и приемника позиции и общее затемнение, при котором детектор подаст сигнал тревоги. FDS будет затем интегрировать затемнения по пути длиной применения предсказываемых концентрации сажи в каждой ячейке сетки по пути:

$$\text{Затемнение} = (1 - e^{-K_m \int \rho Y_s dl}) \times 100 \% \quad (9.7)$$

где интегрирование проводится по пути пучка.

- 8.4.9. Для аспирационных датчиков пользователь указывает места снятия проб, скорость потока в каждом месте, время переноса от каждой точки снятия проб до датчика, скорость любого обходного воздушного потока, а также суммарное значение затемнения, при котором датчик подаст сигнал тревоги. FDS рассчитает концентрацию сажи на датчике путем взвешивания прогнозируемых концентраций сажи в местах снятия проб с их скоростью потока после применения соответствующего времени задержки. Для более подробной информации см. Руководство пользователя FDS [3].

9. ОТОПЛЕНИЕ, ВЕНТИЛЯЦИЯ И КОНДИЦИОНИРОВАНИЕ ВОЗДУХА (HVAC)

9.1. Отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха

- 9.1.1. Систем вентиляции и кондиционирования можно обнаружить в архитектурной среде. Во время пожара, вентиляции и кондиционирования протоков может служить в качестве пути для выработки тепла и продуктов сгорания, перемещаемых через здания и протоках может служить подача свежего воздуха. В некоторых объектов, таких, как центры обработки данных и чистые номера, устройств обнаружения пожара должны быть размещены внутри воздуховодов. Систем вентиляции и кондиционирования может также служить частью системы противопожарной защиты здания, когда используются для отвода дыма или поддержания давления лестничной клетке.
- 9.1.2. FDS имеет относительно простой фиксированный поток граничных условий для скорости или потока массы, и она имеет простое граничное условие давления. Хотя они могут адекватно представлять очень простой HVAC функциями, они не могут моделировать весь многокомнатной системы. Там нет связи массы, импульса и энергии решений среди нескольких входов и выходов содержащие сети HVAC. Для устранения этого ограничения, решатель HVAC сеть была добавлена в FDS.
- 9.1.3. Возможно, читатель найдет полезным рассмотреть аналогичную работу по соединению методов вычислительной гидродинамики с узловой моделью 1-D для расчета вентиляции при пожарах в туннелях [91, 92].

9.2. Основные уравнения

- 9.2.1. В целом, решатель HVAC основан на программе MELCOR [93], теплогидравлическом решателе. MELCOR представляет собой компьютерную программу для моделирования аварий на защитных оболочках ядерных электростанций. «Fire and Smoke Simulator» (FSSIM) [94], сетевая пожарная модель, подтвердила успешное применение решателя MELCOR при моделировании распространения огня и дыма при наличии сложных систем вентиляции, и реализация решателя MELCOR в FDS в значительной степени основана на реализации, найденной в FSSIM. Сочетание решатель HVAC с остатком вычисление FDS частично основаны на подходах, в готическом [95], другие нормы расчета сдерживания, сочетающие функции подобные функциям вычислительной гидродинамики для крупных объемов сдерживания с сетевой моделью для прокладки трубопроводов и вентиляции.
- 9.2.2. Решатель MELCOR использует явный решатель для уравнений сохранения массы и энергии в сочетании с неявным решателем для уравнения сохранения импульса. Система отопления, вентиляции и кондиционирования (HVAC) представляет собой сеть узлов и каналов. Узел – это место, где канал соединяется с расчетной областью FDS или где соединяются нескольких каналов, например, тройное соединение. Сегмент воздуховода в сети представляет любой непрерывной траектории потока не прерывается узел и как таковой может включать несколько арматура (отводы, расширения или сокращения, и т.д.) и может иметь различную площадь всей ее длине. Текущая реализация модели не учитывается масса хранение в пределах сети HVAC. Узловые уравнения сохранения массы, энергии и импульса (в таком порядке), являются:

$$\sum_j \rho_j u_j A_j = 0 \quad (10.1)$$

$$\sum_j \rho_j u_j A_j h_j = 0 \quad (10.2)$$

$$\rho_j L_j \frac{du_j}{dt} = (p_i - p_k) + (\rho g \Delta z)_j + \Delta p_j - \frac{1}{2} K_j \rho_j |u_j| u_j \quad (10.3)$$

где u – скорость воздуха в воздуховоде, A – площадь воздуховодного канала, а h – энтальпия жидкости в канале. Подстрочный символ j обозначает сегмент воздуховода, подстрочные символы i и k обозначают узлы (где соединяются один или более каналов или где канал заканчивается в отсек).

ΔP – фиксированным источником импульсов (вентилятор или воздуховод), L – длина сегмента канала, а K – потери от трения в канале сегмента.

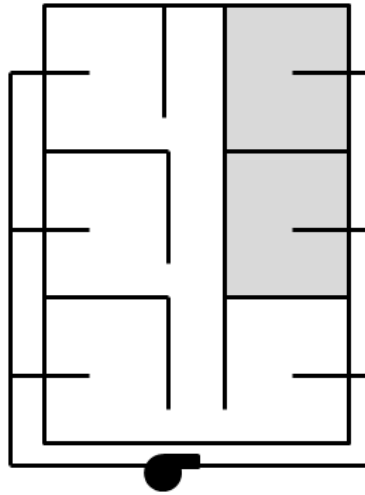
- 9.2.3. Поскольку узлы не имеют объема, уравнения массы и энергии указывают, что втекающее в узел должно также вытекать. В уравнении импульса значения в правой части уравнения включают градиент давления между входным и выходным узлом, гидростатический напор, повышение давления за счет внешнего источника (например, вентилятора или воздухоудовки) и потерь давления вследствие трения о стенки или наличия соединительных элементов воздуховода.

9.3. Процедура решения

- 9.3.1. Уравнение импульса (10.3) является нелинейным в отношении скорости вследствие значения потери. Кроме того, разность давления между двумя узлами в сети находится под влиянием изменения давления во всех узлах, соединенных с данным воздуховодом напрямую (являясь частью той же самой сети каналов) или опосредованно (будучи подключенным к тому же отсеку в качестве дополнительной сети). При решении уравнения импульса требуется учитывать оба фактора, что выполняется с помощью следующей дискретизации:

$$u_j^{n+1} = u_j^n + \frac{\Delta t^n}{\rho_j L_j} \left[(\tilde{p}_i^n - \tilde{p}_k^n) + (\rho g \Delta z)_j^{n-1} + \Delta p_j^{n-1} - \frac{1}{2} K_j (u_j^{n-} + u_j^{n+} |u_j^n - |u_j^{n+} |u_j^{n-}|) \right] \quad (10.4)$$

- 9.3.2. Индексы n и $n+1$ от скорости используются для линеаризации потока потери в канале, чтобы избежать нелинейного дифференциального уравнения для скорости. n индекс является предшествующее значение итерации и $n+1$ является либо предыдущее значение итерации или ноль, если обращение потока произошло между итераций. Этот подход используется, чтобы ускорить сходимость когда канал потоков близки к нулю, чтобы избежать больших изменений в K тогда прямом и обратном потери значительно отличаются. Отметим, что узел давления не выражены как P_n , а скорее как $\sim P_n$. Это указывает на то экстраполированы давление в конце текущего шага времени, а не фактическое давление в конце временного шага. Давление в отсеке является функцией массы и энергии втекает и вытекает. Если этот отсек соединен с другим отсеком двери или других отверстий, то давление зависит также и от потоков в и из этих других отсеков. Эти потоки массы и энергии включают в себя те, которые прогнозируются моделью вентиляции, кондиционирования и отопления теми, которые прогнозируются моделями вычислительной гидродинамики. Например, на рис. 10.1 показаны незатененные отсеки имеют решения для давления, которые зависят от потоков, спрогнозированных моделью вентиляции, кондиционирования и отопления и моделью вычислительной гидродинамики, и все эти отсеки должны быть включены в экстраполированное давление для этих отсеков. Поскольку эти две модели не полностью соединены, экстраполированное давление является оценкой давления в конце временного шага, основанной на росте давления для предыдущего временного шага.
- 9.3.3. Экстраполированное давление для отсека может быть определено с помощью уравнения (3.29) и путем исправления интеграла по скорости для текущего решения всех взаимозависимых потоков отопления, вентиляции и кондиционирования, входящих или исходящих из FDS.



9.3.4. Рис. 10.1: Иллюстрация взаимозависимых решений давления. Все отсеки имеют незаштрихованных давления, которые зависят друг от друга.

9.3.5. зона давления:

$$\tilde{p}_i^n = p_i^{n-1} + \left(\frac{dp_i^{n-1}}{dt} + \frac{\sum_j u_i^{n-1} A_i^{n-1} - \sum_j u_i^n A_i^n}{\int_{\Omega_m} P dV} \right) \Delta t^n = \tilde{p}_i^{*n} - \left(\frac{\sum_j u_i^n A_i^n}{\int_{\Omega_m} P dV} \right) \Delta t^n \quad (10.5)$$

9.3.6. Если значение суммирования скоростей, прогнозируемое в данном временном шаге, будет удалено из уравнения (10.5) и помещено в левой части уравнения (10.4), а остальные члены уравнения (10.5) расположены в правой части, получим следующее уравнение:

$$u_j^n \left(1 + \frac{K_j}{2L_j} |u_j^{n-} + u_j^{n+}| \right) - \frac{\Delta t^{n2}}{\rho_j L_j} \frac{\sum_{j \in i} u_i^n A_j^n - \sum_{j \in k} u_j^n A_j^n}{\int_{\Omega_m} P dV} = u_j^{n-1} + \frac{\Delta t^{n2}}{\rho_j L_j} \left(\tilde{p}_i^{*n} - \tilde{p}_k^{*n} + (\rho g \Delta z)_j + \Delta p_j \right) + \frac{K_j}{2L_j} |u_j^{n+}| |u_j^{n-}| \quad (10.6)$$

9.3.7. Если i или узел k для канала j в уравнении (10.6) является внутренним узлом канала, то экстраполированное давление не вычисляется и фактическое давление узла решено. Применение уравнения (10.6) к каждому потоку приводит к линейному набору уравнений. Добавление дополнительных уравнений к набору для сохранения массы на внутренних узлах каналов, приводит к полной системе уравнений. Схема решения заключается в следующем:

9.3.7.1. Определить граничные условия на всех точках, где HVAC сети присоединяется к FDS вычислительного домена, используя предыдущие значения временного шага.

9.3.7.2. Вычислить экстраполированы давления для каждой зоны давления использовании предыдущей итерации (предыдущий шаг времени, если первая итерация).

9.3.7.3. Соберите линейных уравнений для сохранения импульса и сохранения массы.

9.3.7.4. Решите уравнение и проверьте решение для ошибки в сохранение массы, расхода обращения во время шага, и величина изменения скорости решения для каждого канала. Если сходимость проверка терпит неудачу, раствор повторно повторного новыми экстраполированы давлении. Плотность и энтальпия значения взяты как против ветра значений в каждой итерации. После каждой итерации, температуры и плотности каждого узла являются обновление с помощью скорости и давления раствора. Узел температура вычисляется путем суммирования энтальпии поступает в узел и вычисления средней температуры, представляющее общее энтальпии.

9.3.8. Плотность затем обновить с помощью уравнения состояния и температурой окружающей среды.

9.3.9. Фильтрация

9.3.10. Фильтры имеют два воздействия на поток в сети вентиляции и кондиционирования. Во-первых, фильтр вызывает потери напора, величина которого зависит от загрузки фильтра. Во-вторых, фильтр удаляет из потока массы, проходящей через фильтр, как функцию эффективности фильтра. Фильтр потери оцениваются с помощью начала времени загрузки фильтра шаг. Эта потеря наносится на входе канала. Фильтр потери вычисляется как функция от общей нагрузки на фильтр с использованием либо линейного изменения или определенной пользователем таблицы. Общая

нагрузка фильтра определяется путем суммирования массы каждого отловленного вещества, умноженной на весовой коэффициент для данного вещества.

9.3.11. Предполагается, что фильтр удаляет определенную долю веществ, захваченных фильтром (эффективность фильтра). Каждое вещество имеет свою эффективность удаления. Уравнение (10.1) для фильтра определяется следующим образом:

$$u_{out}\rho_{out}A_{out} = u_{in}\rho_{in}A_{in} - \sum_j u_{in}\rho_{in}A_{in}Y_{j,in}E_j = u_{in}\rho_{in}A_{in}\left(1 - \sum_j Y_{j,in}E_j\right) \quad (10.7)$$

где J является одним из фильтруемых веществ, а E – его эффективностью его удаления.

9.3.12. Потери узла

9.3.13. Некоторые узлы в моделируемой системе HVAC будут представлять предметы, такие как тройники. Поток через такой узел будет приводить к потере потока. Однако, как видно из уравнения (10.6), условия снижения расхода, появляются только в уравнениях для канала. Это означает, что потери, которые физически связаны с узлом должно быть выражено как эквивалент численно потери в каналах прикреплен к узлу. Потери также должны быть применены таким образом, что представляет условий потока внутри узла. Например, если тройник имеет перетекают один в ногу и из двух ног, это не имело бы смысла применять потери к выходящему ногу, не было бы никакого способа отличить потерь из-за изменения потока расщепления в нижнем ног. Потери термины применяются следующим образом:

9.3.13.1. Если нет потока в узле, то каждый канал подключен к узлу присваивается среднее значение всех потерь для потока в канал от всех других каналов.

9.3.13.2. Если есть поток только в один канал подключен, то каждый выходящего канал назначается поток потерь для потока из впускного канала в выпускной канал.

9.3.13.3. Если есть поток из только один канал подключен, то каждый поступающий канал назначается поток потерь для потока из впускного канала в выпускной канал скорректированным на возможное изменение канала области от входа до выхода (узел потери вход как функцию по потоку воздухопровода области).

9.3.13.4. Если есть поток на несколько каналов и из нескольких каналов, то каждый исходящий канал дается средний убыток от поступающего протоков взвешенный по объему потока.

9.3.14. Потери Канальные

9.3.15. Общие потери потока в воздуховоде, K , является суммой фитинг потери в канале (например, колена, расширение / сокращение, диафрагм), а также потери в результате трения о стенки. Потери стены трения моделируется следующим образом:

$$K = \frac{fL}{D} \quad (10.8)$$

где D – диаметр воздуховода. f определяется из уравнения Коулбрука. Однако, поскольку данное уравнение не имеет аналитического решения, используется приближение Зигранга и Сильвестра [96].

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2\log_{10}\left(\frac{\varepsilon/D}{3.7} - \frac{4.518}{Re_D}\log_{10}\left(\frac{6.9}{Re_D} + \left(\frac{\varepsilon/D}{3.7}\right)^{1.11}\right)\right) \quad (10.9)$$

где ε – абсолютная шероховатость канала.

9.3.16. Отопление и мотки катушки

9.3.17. Канал может содержать катушки нагревания или охлаждения. Они снабжают теплом или отводят тепло из протекающей массы в трубопроводе. Данное изменение энтальпии затем добавляется к воздуховоду энтальпии потока у выходного узла до узла вычисления температуры. Доступны две модели. Первая модель представляет собой постоянную модель тепла, которая добавляет или удаляет тепло с установленной скоростью до тех пор, пока функционирует катушка. Вторая модель тепло эффективность тип теплообменника модели, в которой четыре указаны параметры: энтальпию рабочей жидкости (ϕ ; П), температура рабочей жидкости (T_{fl}), удельный массовый расход рабочей жидкости ($\dot{m}$ · Флорида), и эффективность (H). Скорость изменение энтальпии затем вычисляется следующим образом:

$$T_{out} = \frac{\dot{m}_{duct}c_{p,duct,in}T_{duct,in} + \dot{m}_{fl}c_{p,fl}T_{fl}}{\dot{m}_{duct}c_{p,duct,in} + \dot{m}_{fl}c_{p,fl}} \quad (10.10)$$

$$\dot{q}_{\text{coil}} = \dot{m}_{\text{fl}} c_{p,\text{fl}} (T_{\text{fl}} - T_{\text{out}}) \eta \quad (10.11)$$

9.4. Утечка

9.4.1. За редкими исключениями, стены, полы и потолки не герметично. Пробелы вокруг окон и дверей и отверстия для электрических, механических и других систем обеспечивают небольшую пути потока через поверхности. Эти пути потока может быть смоделировано в виде эквивалентной системы вентиляции и кондиционирования, где каждый путь утечки в одном канале. площадь воздухопровода общей площадью утечки и конечных узлов канала можно считать всю площадь поверхности, определяемые как участие в этом пути потока.

9.5. Адаптация решателя HVAC (системы отопления, вентиляции и кондиционирования) для FDS

9.5.1. Граничные условия для решателя системы отопления, вентиляции и кондиционирования

9.5.2. Перед тем как обновить решение системы отопления, вентиляции и кондиционирования, входные условия на каждом узле канала определяются путем суммирования массы и энергии ячеек газа, расположенных рядом с узлом канала и усреднения давления. Общая масса и энергия, а также среднее давление затем используются для определения средней температуры.

$$\bar{\rho}_i = \frac{\sum_j \rho_j A_j}{\sum_j A_j} ; \quad \bar{Y}_{\alpha,i} = \frac{\sum_j Y_{\alpha,j} \rho_j A_j}{\sum_j \rho_j A_j} ; \quad \bar{P}_i = \frac{\sum_j P_j A_j}{\sum_j A_j} \quad (10.12)$$

$$\bar{h}_i = \frac{\sum_j \rho_j A_j c_p (T_j, Y_j)}{\sum_j \rho_j A_j} ; \quad \bar{T}_i = \frac{\bar{h}_i}{c_p(\bar{T}_i, \bar{Y}_i)} \quad (10.13)$$

где i узел канала и j – ячейки с газом, примыкающие к узлу.

9.5.3. Граничные условия для решателя гидродинамики в FDS

9.5.4. Для ячеек стен, содержащих приток из канала отопления, вентиляции и кондиционирования, которая не является потоком утечки, температура поверхности, T_w , устанавливается на значение в соединенном канале. Если поток является потоком утечки, то T_w вычисляется на основе тепловых свойств, приписываемых поверхность (см. Главу 7). Остальные граничные условия стен вычисляются следующим образом:

$$\dot{m}_{\alpha}'' = Y_{\alpha,d} \dot{m}'' ; \quad \dot{m}'' = \frac{u_d \rho_d A_d}{A_v} \quad (10.14)$$

где индекс d в прилагаемой канал и A_v является общая площадь вентиляционного (которое в случае утечки потока общей площади всех поверхностей, что путь утечки).

$$u_w = \frac{\dot{m}''}{\rho_w} ; \quad \rho_w = \frac{p \bar{W}}{RT_w} \quad (10.15)$$

$$Y_{\alpha,w} = \frac{\dot{m}_{\alpha}'' + \frac{2\rho_w D Y_{\alpha,\text{gas}}}{\delta n}}{\frac{2\rho_w D}{\delta n} + u_w \rho_w} \quad (10.16)$$

9.5.5. Приведенные выше три уравнения решаются итеративно с пределом 20 итераций (обычно только одна или две итерации требуется).

9.5.6. Для ячейки стены с оттоком к воздухопроводу системы отопления, вентиляции и кондиционирования, граничные условия для стен установлены для значений газовой ячейки за исключением потока утечки, при котором температура вычисляется на основе тепловых свойств, установленных для поверхности.

10. БИБЛИОГРАФИЯ

- 10.1.1. American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, Pennsylvania. ASTM E 1355-04, Standard Guide for Evaluating the Predictive Capabilities of Deterministic Fire Models, 2004. v (Американское общество по испытанию материалов, Уэст Коншохокен, штат Пенсильвания. ASTM E 1355-04 Стандартное руководство по оценке возможности прогнозирования детерминированных моделей пожара, 2004 г. v)
- 10.1.2. K. McGrattan and S. Hostikka and R. McDermott and J. Floyd and C. Weinschenk and K. Overholt. Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, and VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, sixth edition, July 2013. Vol. 1: Mathematical Model; Vol. 2: Verification Guide; Vol. 3: Validation Guide; Vol. 4: Configuration Management Plan. V (К. МакГраттан, С. Хостикка, Р. МакДермотт, Дж. Флойд, С. Вайншенк и К. Оверхолт. Программа моделирования пожарной динамики, Техническое руководство. Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, США, и Технический исследовательский центр Финляндии VTT, Эспоо, Финляндия, шестое издание, июль 2013 года. Том 1: математическая модель; Том 2: Руководство по верификации; Том 3: Руководство по валидации; Том 4: План управления конфигурацией. v)
- 10.1.3. K. McGrattan and S. Hostikka and R. McDermott and J. Floyd and C. Weinschenk and K. Overholt. Fire Dynamics Simulator, User's Guide. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, and VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, sixth edition, July 2013. v, 34, 88, 89 (К. МакГраттан, С. Хостикка, Р. МакДермотт и Дж. Флойд, С. Вейншенк Оверхолт. Программа моделирования пожарной динамики, Руководство пользователя. Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, США, и Технический исследовательский центр Финляндии VTT, Эспо, Финляндия, шестое издание, июль, 2013 г. v, 34, 88, 89)
- 10.1.4. H.C. Hottel. Stimulation of Fire Research in the United States After 1940 (A Historical Account). Combustion Science and Technology, 39:1–10, 1984. 1 (H.C. Хоттел. Стимуляция своих исследований в Соединенных Штатах после 1940 (исторический очерк). Горение науки и техники, 39:1-10, 1984 г. 1)
- 10.1.5. W.W. Jones. A Review of Compartment Fire Models. NBSIR 83-2684, National Bureau of Standards (now NIST), Gaithersburg, Maryland, 1983. 1 (W.W. Джонс. Обзор моделей своих отсеков. NBSIR 83-2684, Национальное бюро стандартов (теперь NIST), Гейтерсбург, Мэриленд, 1983 г. 1)
- 10.1.6. J. Quintiere. A Perspective on Compartment Fire Growth. Combustion Science and Technology, 39:11–54, 1984. 1 (Дж. Куинтиер. Прогнозирование роста пожара в помещении. Наука и техника горения, 39:11-54, 1984 г. 1)
- 10.1.7. G.P. Forney and W.F. Moss. Analyzing and Exploiting Numerical Characteristics of Zone Fire Models. Fire Science and Technology, 14:49–60, 1994. 1 (Г. П. Форми и В. Ф. Мосс. Анализ и использование числовых характеристик моделей пожарной зона. Огонь науки и техники, 14:49-60, 1994 г. 1)
- 10.1.8. S.V. Patankar. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Hemisphere Publishing, New York, 1980. 2 (С. В. Патанкар. Численное значение теплопередачи и поток жидкости. Издательство Hemisphere, Нью-Йорк, 1980 г. 2)
- 10.1.9. R.G. Rehm and H.R. Baum. The Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows. Journal of Research of the NBS, 83:297–308, 1978. 2, 8, 13, 109 (Р. Г. Рем, Х. Р. Баум. Уравнения движения для термически направляемых, плавучих потоков. Журнал исследований NBS, 83:297-308, 1978 г. 2, 8, 13, 109)
- 10.1.10. E.S. Oran and J.P. Boris. Numerical Simulation of Reactive Flow. Elsevier Science Publishing Company, New York, 1987. 2 (Е. С. Оран и Дж. П. Борис. Численное моделирование возвратного потока. Elsevier Science Publishing Company, Нью-Йорк, 1987 г. 2)
- 10.1.11. K. McGrattan and S. Hostikka and R. McDermott and J. Floyd and C. Weinschenk and K. Overholt. Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide, Volume 3: Validation. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, and VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, sixth edition, July 2013. 5 (К. МакГраттан, С. Хостикка, Р. МакДермотт, Флойд Дж. и С. и К. Вейншенк, К. Оверхолт. Программа моделирования пожарной динамики, Техническое справочное руководство, том 3: Валидация. Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, США, и Технический исследовательский центр Финляндии VTT, Эспо, Финляндия, шестое издание, июль, 2013 г. 5)
- 10.1.12. F. H. Harlow and J. E. Welch. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with a free surface. Phys. Fluids, 8:2182, 1965. 6 (Г. Ф. Харлоу и Дж. Э. Уэлч. Численный расчет нестационарного вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью. Phys. Жидкости, 8:2182, 1965 г. 6)
- 10.1.13. J.W. Deardorff. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. Boundary-Layer Meteorol., 18:495–527, 1980. 9 (Дж. В. Дирдорф. Слоисто крышками смешанных слоев,

- полученных из трехмерной модели. Пограничного слоя Метеорология и гидрология, 18:495-527, 1980 г. 9)
- 10.1.14. Stephen B. Pope. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000. 9, 21, 23, 24, 25, 30, 44, 47, 85 (Стивен Б. Поуп. Турбулентные течения. Cambridge University Press, 2000. 9, 21, 23, 24, 25, 30, 44, 47, 85)
 - 10.1.15. R.A. Sweet. Direct Methods for the Solution of Poisson's Equation on a Staggered Grid. Journal of Computational Physics, 12:422–428, 1973. 9, 35 (Р. А. Свит. Прямые методы решения уравнения Пуассона на разнесенных сетках. Журнал вычислительной физики, 12:422-428, 1973 г. 9, 35)
 - 10.1.16. W. Grosshandler. RadCal: A Narrow Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment. NIST Technical Note TN 1402, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1993. 10, 113 (В. Гроссхандлер. РадКал: Модель узкой зоны для вычисления излучения в среде горения. Техническое примечание NIST, TN 1402, Национальный институт стандартов и технологий, Гейтенсбург, Мэриленд, 1993 г. 10, 113)
 - 10.1.17. H.R. Baum and K.B. McGrattan. Simulation of Large Industrial Outdoor Fires. In Fire Safety Science – Proceedings of the Sixth International Symposium. International Association for Fire Safety Science, 2000. 13 (Х. Р. Баум и К. Б. Макгрэттан. Моделирование крупных промышленных наружных пожаров. В науке о пожарной безопасности – Труды шестого международного симпозиума. Международной ассоциации по науке о пожарной безопасности, 2000 г. 13)
 - 10.1.18. P.L. Roe. Characteristics-based schemes for the euler equations. Ann. Rev. Fluid Mech., 18:337, 1986. 15, 16, 127 (П. Л. Рой. Функционально-ориентированные схемы для уравнений Эйлера. Ежегодное издание. Механика жидкостей, 18:337, 1986 г. 15, 16, 127)
 - 10.1.19. G. Zhou. Numerical simulations of physical discontinuities in single and multi-fluid flows for arbitrary Mach numbers. PhD thesis, Chalmers Univ. of Tech., Goteborg, Sweden, 1995. 15, 16, 127 (Г. Чжоу. Численное моделирование физических разрывов в одно-и многофазных потоках жидкости при произвольных числах Маха. Кандидатская диссертация, Чалмерс Univ. технич., Гетеборг, Швеция, 1995 г. 15, 16, 127)
 - 10.1.20. E.F. Toro. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction. Springer, 2nd edition, 1999. 15, 127 (Е. Ф. Торо. Решатели Riemann и численные методы в динамике жидкостей: Практическое введение. Springer, 2-е издание, 1999 г. 15, 127)
 - 10.1.21. A. Suresh and H.T. Huynh. Accurate Monotonicity-Preserving Schemes with Runge-Kutta Time Stepping. Journal of Computational Physics, 136:83–99, 1997. 16 (А. Суреш и Н. Т. Хюин. Точные схемы сохранения монотонности с временным шагом Рунге-Кутты. Журнал вычислительной физики, 136:83-99, 1997. 16)
 - 10.1.22. A. Kempf. Large-Eddy Simulation of Non-Premixed Turbulent Flames. PhD thesis, Technischen Universität Darmstadt, 2003. 16 (А. Кемпф. Моделирование крупных вихрей турбулентного пламени неперемешанной смеси. Кандидатская диссертация, Дармштадтский Технический Университет, 2003 г. 16)
 - 10.1.23. S. Gottlieb, C.-W. Shu, and E. Tadmor. Strong Stability-Preserving High-Order Time Discretization Methods. SIAM Review, 43(1):89–112, 2001. 16 (С. Готтлиб, С. В. Шу, и Е. Тадмор. Сильной устойчивости сохраняющих. Высокоточные методы временной дискретизации. SIAM Review, 43 (1):89-112, 2001 г. 16)
 - 10.1.24. Jr. M.W. Chase. NIST-JANAF Thermochemical Tables, Fourth Edition. J. Physical and Chemical Reference Data, Monograph No. 9, 1998. 20 (М. В. Чейз Младший. NIST-JANAF Термохимические таблицы, четвертое издание. Дж. Физические и химические справочные данные, монография № 9, 1998 г. 20)
 - 10.1.25. R. McDermott, A. Kerstein, R. Schmidt, and P. Smith. Characteristics of 1D spectra in finite-volume large-eddy simulations with one-dimensional turbulence subgrid closure. In 58th Annual Meeting of the American Physical Society, Division of Fluid Dynamics, Chicago, Illinois, November 2005. 21 (Р. МакДермотт, А. Керстейн, Р. Шмидт и П. Смит. Характеристики одномерных спектров в моделировании конечных объемов для крупных вихрей с одномерной турбулентной подсеточной преградой. В 58-м ежегодном собрании американского физического общества, отдел гидродинамики, Чикаго, Иллинойс, ноябрь, 2005 г. 21)
 - 10.1.26. J. Smagorinsky. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment. Monthly Weather Review, 91(3):99–164, March 1963. 25 (Дж. Смагоринский. Общие эксперименты по исследованию циркуляции с помощью полных уравнений. I. Основной эксперимент. Ежемесячный прогноз погоды, 91(3):99-164, март, 1963 г. 25)
 - 10.1.27. M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot. A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model. Physics of Fluids A, 3(7):1760–1765, 1991. 25 (М. Германо, У. Пиомелли, П. Муан и В. Х. Кабо. Динамическая модели турбулентной вязкости подсеточного масштаба. Физика жидкостей, 3(7):1760-1765, 1991 г. 25)

- 10.1.28. J.W. Deardorff. Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29:91–115, 1972. 25 (Дж. В. Дирдорф. Численное исследование нейтральных и неустойчивых планетарных пограничных слоев. *Журнал атмосферных наук*, 29:91-115 1972 г. 25)
- 10.1.29. B. Vreman. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications. *Phys. Fluids*, 16(10):3670–3681, 2004. 25 (Б. Времан. Вихревой вязкости подсеточных масштабная модель для турбулентного сдвигового течения: Алгебраическая теория и приложения. *Phys. Жидкости*, 16 (10) :3670-3681, 2004 г. 25)
- 10.1.30. K. McGrattan and S. Hostikka and R. McDermott and J. Floyd and C. Weinschenk and K. Overholt. *Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide, Volume 2: Verification*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, and VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, sixth edition, July 2013. 26, 134 (К. Макгрэттан, С. Хостикка, Р. МакДермтт, Дж. Флойд, С. Вейншенк, К. Оверхолт. Программа моделирования пожарной динамики, Техническое руководство, Том 2: Верификация. Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, США, и VTT Технический исследовательский центр Финляндии, Эспо, Финляндия, шестое издание, июль, 2013 г. 26, 134)
- 10.1.31. W. Zhang, N. Ryder, R.J. Roby, and D. Carpenter. Modeling of the Combustion in Compartment Fires Using Large Eddy Simulation Approach. In *Proceedings of the 2001 Fall Technical Meeting, Eastern States Section*. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, December 2001. 26 (В. Чжан, Н. Райдер, Р. Дж. Роби, Д. Карпентер. Моделирование горения при пожарах в отсеках с применением подходов моделирования крупных вихрей. В *Трудах осеннего технического совещания*, 2001 года, раздел восточных штатов. Институт горения, Питтсбург, Пенсильвания, декабрь, 2001 г. 26)
- 10.1.32. B.E. Poling, J.M. Prausnitz, and J.P. O'Connell. *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill, New York, 5th edition, 2000. 27 (Б. Е. Полинг, Дж. М. Прауснитц и Дж. П. О'Коннелл. Свойства газов и жидкостей. Макгро-Хилл, Нью-Йорк, 5-е издание, 2000 г. 27)
- 10.1.33. H. Werner and H. Wengle. Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. In *8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, pages 155–168, Munich, Germany, 1991. Technische University Munich. 30 (Х. Вернер и Х. Венгл. Моделирование крупных вихрей турбулентного потока поверх и вокруг куба в канале пластины. 8-й симпозиум по турбулентным сдвиговым течениям, страницы 155-168, Мюнхен, Германия, 1991 г. Технический университет Мюнхена. 30)
- 10.1.34. D.C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., 2nd edition, 1998. 31 (Д. С. Уилкоккс. Турбулентность для моделирования вычислительной гидродинамики. DCW Индастриз, Инк., 2-е издание, 1998 г. 31)
- 10.1.35. E.A. Fadlun, R. Verzicco, P. Orlandi, and J. Mohd-Yusof. Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations. *Journal of Computational Physics*, 161:35–60, 2000. 36 (Е. А. Фадлун, Р. Верзикко, П. Орланди, Дж. Мохд-Юсов. Смешанные методы погруженных границ и конечных разностей для моделирования трехмерного сложного потока. *Журнал вычислительной физики*, 161:35-60, 2000 г. 36)
- 10.1.36. B.F. Magnussen and B.H. Hjertager. On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. In *Proceedings of the Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, pages 719–729. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1977. 39, 42, 45 (Б. Ф. Магнуссен, Б. Х. Хьертатер. Математическое моделирование турбулентного горения с особым вниманием к формированию сажи и горению. В *Трудах шестнадцатого (Международного) симпозиума по горению*, стр. 719-729. Института горения, Питтсбург, штат Пенсильвания, 1977 г. 39, 42, 45)
- 10.1.37. T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards, Inc., Philadelphia, Pennsylvania, 2nd edition, 2005. 39, 42, 45 (Т. и Д. Пуанси Veynante. Теоретическое и численное сгорания. К.Т. Эдвардс, Inc, Филадельфия, Пенсильвания, 2-е издание, 2005 г. 39, 42, 45)
- 10.1.38. R.O. Fox. *Computational Models for Turbulent Reacting Flows*. Cambridge Univ Pr, 2003. 39 (Р.О. Фокс. Вычислительные модели для турбулентных реагирующих течений. Пер Pr, 2003 г. 39)
- 10.1.39. L. Orloff and J. De Ris. Froude Modeling of Pool Fires. In *Proceedings of the Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, pages 885–895. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1982. 43 (Л. Орлова и Дж. Де РСО. Фруда Моделирование Бассейн пожаров. В *Трудах симпозиума Девятнадцатый (International) по горению*, страницы 885-895. Института горения, Питтсбург, штат Пенсильвания, 1982 г. 43)
- 10.1.40. C. Beyler. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, chapter Flammability Limits of Premixed and Diffusion Flames. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 3rd edition, 2002. 43 (С. Бейлер. SFPE Справочник проектирование пожарной безопасности, глава концентрационные пределы распространения пламени предварительно смешивают и диффузионные пламена. Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 3-е издание, 2002 г. 43)
- 10.1.41. R. Siegel and J. R. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Taylor & Francis, New York, 4th edition, 2002. 56, 68 (Р. Зигель и Дж. Р. Хауэлл. Теплообмен излучением. Taylor & Francis, Нью-Йорк, 4-е издание, 2002 г. 56, 68)

- 10.1.42. J.Y. Murthy and S.R. Mathur. Radiative Heat Transfer in Axisymmetric Geometries Using an Unstructured Finite-Volume Method. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 33:397–416, 1998. 60 (Дж. И. Мёрти и С. Р. Матур. Теплообмен излучением в осесимметричной геометрии с помощью неструктурированного метода конечных объемов. Численное значение теплообмена, часть В, 33:397-416, 1998 г. 60)
- 10.1.43. G.D. Raithby and E.H. Chui. A Finite-Volume Method for Predicting Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media. *Journal of Heat Transfer*, 112(2):415–423, 1990. 60 (Г. Д. Райтби и И. Х. Чуи. Метод конечных объемов для прогнозирования теплообмена излучением в помещениях с участием среды. Журнал о теплообмене, 112(2):415-423, 1990 г. 60)
- 10.1.44. S. Hostikka. Development of fire simulation models for radiative heat transfer and probabilistic risk assessment. VTT Publications 683, VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, 2008. 60 (С. Хостикка. Разработка моделей пожара для теплообмена излучением и вероятностные оценки риска. Публикации VTT 683, VTT Технический исследовательский центр Финляндии, Эспо, Финляндия, 2008 г. 60)
- 10.1.45. S.H. Kim and K.Y. Huh. Assessment of The Finite-Volume Method and The Discrete Ordinate Method for Radiative Heat Transfer In a Three-Dimensional Rectangular Enclosure. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 35:85–112, 1999. 62 (С. Х. Ким и К. И. Ху. Оценка метода конечных объемов и метод дискретных ординат для теплообмена излучением в трехмерном прямоугольном помещении. Численный теплообмен, часть В, 35:85-112 1999 г. 62)
- 10.1.46. T. Ravigururajan and M. Beltran. A Model for Attenuation of Fire Radiation Through Water Droplets. *Fire Safety Journal*, 15:171–181, 1989. 63 (Т. Равигурадждан и М. Бельтран. Модель уменьшения излучения при пожаре посредством капель воды. Журнал пожарной безопасности, 15:171-181, 1989 г. 63)
- 10.1.47. A. Tuntomo, C. Tien, and S. Park. Optical Constants of Liquid Hydrocarbon Fuels. *Combustion Science and Technology*, 84:133–140, 1992. 63 (А. Тантомо, С. Тиен, С. Парк. Оптические постоянные жидких углеводородных видов топлива. Наука и техника горения, 84:133-140, 1992 г. 63)
- 10.1.48. A. Collin, P. Boulet, G. Parent, and D. Lacroix. Numerical simulation of a water spray - Radiation attenuation related to spray dynamics. *International Journal of Thermal Sciences*, 46:856–868, September 2007. 64 (А. Коллин, П. Буле, Г. Родитель и Д. Лакруа. Численное моделирование распыления воды - уменьшение излучения, связанное с динамикой распыления. Международный журнал по термодинамике, 46:856-868, сентябрь 2007 г. 64)
- 10.1.49. S. Maruyama, H. Nakai, A. Sakurai, and A. Komiya. Evaluation method for radiative heat transfer in poly-disperse water droplets. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109:1–15, January 2008. 64 (С. Маруяма, Х. Накаи, А. Сакурай, А. Комия. Метод оценки теплообмена излучением в полидисперсных каплях воды. Журнал количественной спектроскопии и переноса излучения 109:1-15, январь 2008 г. 64)
- 10.1.50. W. Yang, T. Parker, H.D. Ladouceur, and R.J. Kee. The Interaction of Thermal Radiation and Water Mist in Fire Suppression. *Fire Safety Journal*, 39:41–66, 2004. 65 (В. Янг, Т. Паркер, Х. Д. Ладусер и Р. Дж. Ки. Взаимодействие теплового излучения и тумана при пожаротушении. Журнал пожарной безопасности, 39:41-66, 2004 г. 65)
- 10.1.51. W.J. Wiscombe. Improved Mie Scattering Algorithms. *Applied Optics*, 19(9):1505–1509, 1980. 65 (В. Дж. Висконб. Улучшенные алгоритмы рассеяния Ми. Прикладная оптика, 19(9):1505-1509, 1980 г. 65)
- 10.1.52. G.M. Hale and M.R. Querry. Optical constants of water in the 200 nm to 200 μ m wavelength region. *Applied Optics*, 12(3):555–563, 1973. 65 (Г. М. Хейл и М. Р. Куери. Оптические постоянные воды от 200 nm до 200 μ m области длинны волн. Прикладная оптика, 12(3):555-563, 1973 г. 65)
- 10.1.53. L.A. Dombrovsky, S.S. Sazhin, S.V. Mikhlovsky, R. Wood, and M.R. Heikal. Spectral properties of diesel fuel droplets. *Fuel*, 82:15–22, 2003. 65 (Л. А. Домбровский, С. С. Сажин, С. В. Михаловский, Р. Вуд и М. Р. Хэйкал. Спектральные свойства капель дизельного топлива. Топливо, 82:15-22, 2003 г. 65)
- 10.1.54. J.P. Holman. *Heat Transfer*. McGraw-Hill, New York, 7th edition, 1990. 69 (Дж. Р. Холман. Теплопередача. МакГро-Хилл, Нью-Йорк, 7-е издание, 1990 г. 69)
- 10.1.55. F. P. Incropera and D. P. De Witt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley and Sons, New York, 4th edition, 1996. 69, 81 (Ф. П. Инкопера и Д. П. Де Витт. Основы теплопередачи и передачи массы. Джон Вилей и сыновья, Нью-Йорк, 4-е издание, 1996 г. 69, 81)
- 10.1.56. H.W. Park, K. Moon, E. Oztekin, R. McDermott, C. Lee, and J.-I. Choi. Near-Wall Modeling for Large Eddy Simulation of Convective Heat Transfer in Turbulent Boundary Layers. In 65th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, San Diego, CA, November 18-20 2012. American Physical Society. 69 (Х. В. Парк, К. Мун, Е. Озтекин, Р. МакДермотт, С. Ли и Дж.-И. Чой. Пристеночное моделирование для крупных вихрей конвективного теплообмена в турбулентных пограничных слоях. На 65-м ежегодном собрании отдела APS по динамике жидкостей, Сан-Диего, Калифорния, 18-20 ноября, 2012 г. Американское физическое общество. 69)

- 10.1.57. E.S. Oztekin, D. Blake, and R. Lyon. Numerical simulations of a small fire in an aircraft cargo compartment. In FM Global Open Source CFD Fire Modeling Workshop, Norwood, MA, May 10 2012. 69 (Е. С. Озтекин, Д. Блейк, Р. Лиона. Численное моделирование небольшого пожара в грузовом отсеке самолета. Глобальный открытый семинар по пожарному моделированию вычислительной гидродинамики, Норвуд, Массачусетс, 10 мая, 2012 г. 69)
- 10.1.58. B.A. Kader. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass*, 24:1541–1544, 1981. 70 (Б. А. Кадер. Профили температуры и концентрации в полностью турбулентных пограничных слоях. *Международный журнал по теплопередаче и передаче массы*, 24:1541-1544, 1981 г. 70)
- 10.1.59. C. Lautenberger and C. Fernandez-Pello. Generalized pyrolysis model for combustible solids. *Fire Safety Journal*, 44:819–839, 2009. 72 (С. Лаутенбергер, С. Фернандес-Пелло. Обобщенная модель для горючих твердых веществ. *Журнал по пожарной безопасности*, 44:819-839, 2009 г. 72)
- 10.1.60. K. Prasad, C. Li, K. Kailasanath, C. Ndubizu, R. Ananth, and P.A. Tatem. Numerical modelling of methanol liquid pool fires. *Combustion Theory and Modelling*, 3:743–768, 1999. 73 (К. Прасад, С. Ли, К. Каиласанат, С. Ндубицу, Р. Анант, П. А. Татем. Численное моделирование пожаров пролива. Теория и моделирование горения, 3:743-768, 1999 г. 73)
- 10.1.61. R. Taylor and R. Krishna. *Multicomponent Mass Transfer*. Wiley-Interscience, 1993. 73 (Р. Тейлор, Р. Кришна. Многокомпонентный массообмен. М.: Мир, 1993 г. 73)
- 10.1.62. N. Bixler. VICTORIA 2.0: A Mechanistic Model for Radionuclide Behavior in a Reactor Coolant System Under Severe Accident Conditions. NUREG/CR 6131, US Nuclear Regulatory Commission, Washington, DC, 1998. 74 (Н. Бикслер. ВИКТОРИЯ 2.0: для механистической модели поведения радионуклидов в системе охлаждения реактора в условиях тяжелой аварии. NUREG / CR 6131, Комиссии ядерного регулирования США, Вашингтон, округ Колумбия, 1998 год. 74)
- 10.1.63. C. Davies. *Aerosol Science*. Academic Press, London, 1966. 74 (К. Дэвис. *Аэрозоль наук*. Academic Press, London, 1966. 74)
- 10.1.64. E. Cunningham. On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles. *Proc. Roy. Soc. A*, 83:357, 1910. 74 (Е. Cunningham. На скорость стационарного Падение сферических частиц. *Proc. Рой. Соц.*, 83:357, 1910. 74)
- 10.1.65. M. Sippola and W. Nazaroff. Particle Deposition from Turbulent Flow: Review of Published Research and Its Applicability to Ventilation Ducts in Commercial Buildings. LBNL Report 51432, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, 2002. 74 (М. Сиппола AND W. Nazaroff. Осаждения частиц из турбулентного потока: обзор опубликованных исследований и ее применимость для вентиляционных каналов в коммерческих зданиях. Сообщить LBNL 51432, Национальной лаборатории Лоренса Беркли, Беркли, Калифорния, 2002 год. 74)
- 10.1.66. X. Hu, Z. Wang, F. Jia, E.R. Galea, and M.K. Patel. Simulating Smoke Transport in Large Scale Enclosure Fires Using a Multi-Particle-Size Model. In *Fire Safety Science – Proceedings of the 10th International Symposium*, pages 445–458, University of Maryland, College Park, Maryland, USA, 2011. 75 (К. Ху, З. Ванг, Ф. Цзя, И. Р. Галея и М. К. Пател. Моделирование переноса дыма при пожарах в крупных помещениях с применением модели с различными размерами частиц. В науке о пожарной безопасности – Труды 10-ого международного симпозиума, стр. 445-458, Университет штата Мэриленд, Колледж Парк, штат Мэриленд, США, 2011 г. 75)
- 10.1.67. J. Brock. On the Theory of Thermal Forces Acting on Aerosol Particles. *J. Coll. Sci.*, 17:768–780, 1962. 75 (Дж. Брок. Согласно теории тепловых сил, воздействующих на аэрозольные частицы. *Дж. Колл. Научно.*, 17:768-780, 1962 г. 75)
- 10.1.68. D. McCoy and T. Hanratty. Rate of Deposition of Droplets in Annular Two-Phase Flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 3:319–331, 1977. 75 (Д. Маккой и Т. Ханратти. Скорость распада капель в кольцевом двухфазном потоке. *Международный журнал. Многофазный поток*, 3:319-331, 1977 г. 75)
- 10.1.69. W. Ludwig, K. Lehtinen, J. Pyukonen, D. Brown, J. Paraled, J. Jokiniemi, and R. Gamble. CFD Simulation on Aerosol Impaction and Deposition Analysis in a Passive Containment Condenser. In *8th International Conference on Nuclear Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, 2000. 75 (В. Людвиг, К. Лехтинен, Ж. Пииконен, Д. Браун, Дж. Паралед, Дж. Йокиниemi, Р. Гэмбл. Моделирование с применением методов вычислительной гидродинамики на примере сжатия аэрозоли и анализа распада в пассивном сдерживающем конденсаторе. 8-я Международная конференция по ядерной инженерии. Американское общество инженеров-механиков, 2000 г. 75)
- 10.1.70. J. Ramírez-Muñoz, A. Soria, and E. Salinas-Rodríguez. Hydrodynamic force on interactive spherical particles due to the wake effect. *International journal of multiphase flow*, 33(7):802–807, 2007. 77, 78 (Дж. Рамирес-Муньос, А. Сория, и Е. Салинас-Родригес. Гидродинамической силы на интерактивной сферических частиц за счет после эффекта. *Международный журнал многофазных потоков*, 33 (7) :802-807, 2007 года. 77, 78)
- 10.1.71. E. Loth. Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(6):523–546, June 2008. 77 (Е. Лотом. Квази-устойчивые формы и сопротивления

деформируемых пузырьков и капель. Международный журнал многофазного потока, 34 (6) :523-546, июнь 2008 года. 77)

- 10.1.72. L. Prah, A. Holzer, D. Arlov, J. Revstedt, M. Sommerfeld, and L. Fuchs. On the interaction between two fixed spherical particles. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(7):707–725, 2007. 78 (Л. Прах, Хольцер, Д. Арлов, Ж. Ревстедт, Зоммерфельд М, Л и Фукса. На взаимодействие между двумя фиксированными сферическими частиц. Международный журнал многофазного потока, 33 (7) :707-725, 2007 года. 78)
- 10.1.73. L. Prah, A. Jadoon, and J. Revstedt. Interaction between two spheres placed in tandem arrangement in steady and pulsating flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(10):963–969, 2009. 78 (Л. Прах, А. Джадун, Дж. Ревстедт. Взаимодействие между двумя сферами помещен в тандем в устойчивый и пульсирующего потока. Международный журнал многофазного потока, 35 (10) :963-969, 2009 года. 78)
- 10.1.74. T.S. Chan. Measurements of Water Density and Droplet Size Distributions of Selected ESFR Sprinklers. *Journal of Fire Protection Engineering*, 6(2):79–87, 1994. 79 (Т.С. Чан. Измерения плотности воды и распределения размеров капель выбранного спринклеров ESFR. Журнал проектирование пожарной безопасности, 6 (2) :79-87, 1994 года. 79)
- 10.1.75. H.Z. Yu. Investigation of Spray Patterns of Selected Sprinklers with the FMRC Drop Size Measuring System. In *Fire Safety Science – Proceedings of the First International Symposium*, pages 1165–1176. International Association For Fire Safety Science, 1986. 79 (H.Z. Ю.. Исследование распыления выбранных спринклеров с FMRC Система измерения размера Drop. В своих науке Безопасность - Материалы Первого международного симпозиума, страницы 1165-1176. Международная ассоциация по обеспечению пожарной безопасности науки, 1986. 79)
- 10.1.76. N. Cheremisinoff. *Encyclopedia of Fluid Mechanics, Volume 3: Gas-Liquid Flows*. Gulf Publishing Company, Houston, Texas, 1986. 81 (Н. Черемисинов. Энциклопедия Механика жидкости, Том 3: газожидкостных потоков. Залива Publishing Company, Хьюстон, Техас, 1986 год. 81)
- 10.1.77. A. Hamins and K.B. McGrattan. Reduced-Scale Experiments to Characterize the Suppression of Rack Storage Commodity Fires. NISTIR 6439, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1999. 83 (А. Хаминс, К. Б. МакГрэттан. Снижение натурные эксперименты для характеристики тушения пожаров стеллаж для хранения товаров. NISTIR 6439, Национальный институт стандартов и технологий, Gaithersburg, Мэриленд, 1999. 83)
- 10.1.78. A. Hamins and K.B. McGrattan. Reduced-Scale Experiments on the Water Suppression of a Rack-Storage Commodity Fire for Calibration of a CFD Fire Model. In *Fire Safety Science – Proceedings of the Seventh International Symposium*, pages 457–468. International Association for Fire Safety Science, 2002. 83 (А. Хаминс, К. Б. МакГрэттан. Уменьшенного масштаба эксперименты по борьбе с водой в стойку хранение товар своих для калибровки пожарной модели вычислительной гидродинамики. Наука пожарной безопасности - Труды седьмого международного симпозиума, стр. 457-468. Международной ассоциации по пожарной безопасности науки, 2002. 83)
- 10.1.79. H.Z. Yu, J.L. Lee, and H.C. Kung. Suppression of Rack-Storage Fires by Water. In *Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium*, pages 901–912. International Association For Fire Safety Science, 1994. 83 (Х. З. Ю., Дж. Л. Ли, Х. С. Кунг. Тушение пожаров на сооружениях из ящиков с помощью воды. Наука о пожарной безопасности - Материалы четвертого международного симпозиума, стр. 901-912. Международная ассоциация по науке пожарной безопасности, 1994 г. 83)
- 10.1.80. T. Bartzanas, T. Boulard, and C. Kittas. Numerical simulation of the airflow and temperature distribution in a tunnel greenhouse equipped with insect-proof screens in the openings. *Computers and Electronics in Agriculture*, 34:207–221, 2002. 84 (Т. Бартзанас, Т. Булард и С. Киттас. Численное моделирование распределения воздушного потока и температуры в туннеле парника, оснащенного экранами для защиты от насекомых в отверстиях. Компьютеры и электроника в сельском хозяйстве, 34:207-221, 2002 г. 84)
- 10.1.81. V. Raman, H. Pitsch, and R.O. Fox. Hybrid large-eddy simulation/Lagrangian filtered-density function approach for simulating turbulent combustion. *Combustion and Flame*, 143:56–78, 2005. 84 (В. Раман, Н. Питц и Р. О. Фокс. Гибридное моделирование крупных вихрей / метод лагранжевой функции фильтрованной плотности для моделирования турбулентного горения. Горение и пламя, 143:56-78, 2005 г. 84)
- 10.1.82. G.E.P. Box and M.E. Muller. A Note on the Generation of Random Normal Deviates. *The Annals of Mathematical Statistics*, 29(2):610–611, 1958. 85 (Г. Е. П Бокс и М. Е. Мюллер. Примечание к образованию случайных нормальных отклонений. Хроники математической статистики, 29 (2) :610-611, 1958 г. 85)
- 10.1.83. G. Heskestad and R.G. Bill. Quantification of Thermal Responsiveness of Automatic Sprinklers Including Conduction Effects. *Fire Safety Journal*, 14:113–125, 1988. 87 (Г. Хескестад и Р. Г. Билл. Количественная оценка тепловой Отзывчивость автоматических спринклеров Включая Проведение Effects. Пожарная безопасность Journal, 14:113-125, 1988. 87)
- 10.1.84. P. Ruffino and M. di Marzo. Temperature and Volumetric Fraction Measurements in a Hot Gas Laden with Water Droplets. *Journal of Heat Transfer*, 125(2):356–364, April 2003. 87 (П. и М. Руффино ди Марсо.

Температура и объемные измерения фракции в горячем газе Ладена с каплями воды. Журнал по теплообмену, 125 (2) :356-364, апрель 2003 года. 87)

- 10.1.85. P. Ruffino and M. di Marzo. The Effect of Evaporative Cooling on the Activation Time of Fire Sprinklers. In Fire Safety Science – Proceedings of the Seventh International Symposium, pages 481–492. International Association for Fire Safety Science, 2002. 87 (П. и М. Руффино ди Марсо. Влияние испарительного охлаждения на время активации Противопожарная система. В своих науке Безопасность - Труды Седьмой международный симпозиум, страницы 481-492. Международной ассоциации по пожарной безопасности науки, 2002. 87)
- 10.1.86. F. Gavelli, P. Ruffino, G. Anderson, and M. di Marzo. Effect of Minute Water Droplets on a Simulated Sprinkler Link Thermal Response. NIST GCR 99-776, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, July 1999. 87 (Ф. Гавелли, П. Руфино, Г. Андерсон, М. ди Марцо. Влияние мельчайших капель воды на тепловой отклик моделируемого спринклерного соединения. NIST GCR 99-776, Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, июль, 1999 г. 87)
- 10.1.87. P.J. DiNenno, editor. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 3rd edition, 2002. 88, 89 (П. Дж. Ди-Ненно, редактор. Справочник SFPE по инженерной противопожарной защиты. Национальная ассоциация противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 3-е издание, 2002 г. 88, 89)
- 10.1.88. T. Cleary, A. Chernovsky, W. Grosshandler, and M. Anderson. Particulate Entry Lag in Spot-Type Smoke Detectors. In Fire Safety Science – Proceedings of the Sixth International Symposium, pages 779–790. International Association for Fire Safety Science, 1999. 88 (Т. Клири, А. Черновский, В. Гроссхандлер, М. Андерсон. Задержка попадания частиц в дымовой датчик точечного типа. Наука пожарной безопасности - Труды шестого Международного симпозиума, стр. 779-790. Международная ассоциация по науке о пожарной безопасности, 1999 г. 88)
- 10.1.89. G.W. Mulholland and C. Croarkin. Specific Extinction Coefficient of Flame Generated Smoke. Fire and Materials, 24:227–230, 2000. 89 (Г. В. Малхолланд и С. Кроаркин. Удельный коэффициент поглощения дыма образованного пламенем. Огонь и материалы, 24:227-230, 2000 г. 89)
- 10.1.90. R.J. Roby, S.J. Olenick, W. Zhang, D.J. Carpenter, M.S. Klassen, and J.L. Torero. A Smoke Detector Algorithm for Large Eddy Simulation Modeling. NIST GCR 07-911, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 2007. 89 (Р. Дж. Роби, С. Дж. Оленик, В. Чжан, Д. Дж. Карпентер, М.С. Классен, и Дж. Л. Тореро. Алгоритм обнаружения дыма при моделировании больших вихрей. NIST GCR 07-911, Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, Мэриленд, 2007 г. 89)
- 10.1.91. F. Colella, G. Rein, J. Torero, and R. Borchiellini. A novel multiscale methodology for simulating tunnel ventilation flows during fires. Fire Technology, 2010. 91 (Ф. Колелла, Г. Рейн, Дж. Тореро, и Р. Борчиеллини. Новая многомасштабная методология для моделирования потоков туннельной вентиляции при пожарах. Пожарная техника, 2010 г. 91)
- 10.1.92. F. Colella, G. Rein, V. Verda, and R. Borchiellini. Multiscale modeling of transient flows from fire and ventilation in long tunnels. Computers and Fluids, 51:16–29, 2011. 91 (Ф. Колелла, Г. Рейн, В. Ванда, Р. Борчиеллини. Многомасштабное моделирование переходных потоков от огня и вентиляции в длинных туннелях. Компьютеры и жидкостей, 51:16-29, 2011 г. 91)
- 10.1.93. R. Gaunt et al. MELCOR Computer Code Manuals: Reference Manuals Version 1.8.5, Volume 2, Rev. 2. NUREG/CR-6119, US Nuclear Regulatory Commission, Washington, DC, 2000. 91 (Р. Гонта и др.. Руководство по компьютерным нормам MELCOR: Справочные руководства версии 1.8.5, том 2, Изд. 2. NUREG/CR-6119, Комиссия ядерного регулирования США, Вашингтон, округ Колумбия, 2000 г. 91)
- 10.1.94. J. Floyd, S. Hunt, F. Williams, and P. Tatem. Fire and Smoke Simulator (FSSIM) Version 1: Theory Manual. NRL/MR/6180-04-8765, U.S. Naval Research Laboratory, Washington, DC, 2004. 91 (Дж. Флойда, С. Хант, Ф. Уильямс, П. Татем. Программа моделирования огня и дыма (FSSIM) Версия 1: Руководство по теории. NRL/MR/6180-04-8765, Американская военно-морская научно-исследовательская лаборатория, Вашингтон, округ Колумбия, 2004 г. 91)
- 10.1.95. T. George et al. GOTHIC Containment Analysis Package Users Manual. NAI 8907-02, Numerical Applications, Inc., Richland, WA, 2006. 91 (Т. Джордж и др. Анализ сдерживания GOTHIC руководства пользователя. NAI 8907-02, вычислительных приложений, Инк., Ричленд, штат Вашингтон, 2006 г. 91)
- 10.1.96. D. Zigrang and N. Sylvester. A Review of Explicit Friction Factor Equations. Transactions of the ASME, 107:280–283, 1985. 95 (Д. Н. Зигранг и Н. Сильвестр. Обзор явных уравнений коэффициента трения. Труды ASME, 107:280-283, 1985 г. 95)
- 10.1.97. C.B. Ludwig, W. Malkmus, J.E. Reardon, and J.A.L. Thomson. Handbook of Infrared Radiation From Combustion Gases. Nasa sp-3080, National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program, 1973. 116 (С. Б. Людвиг, В. Малкмус, Дж. Е. Рирдон и Дж. А. Л. Томсон. Справочник по инфракрасному излучению от продуктов сгорания. Nasa sp-3080, Национальное управление по авиации и исследованию космического пространства, отдел управления, Научно-техническая информационная программа 1973 г. 116)

- 10.1.98. P. Moin. Fundamentals of Engineering Numerical Analysis. Cambridge University Press, 2001. 124 (П. Муан. Основы инженерного численного анализа. Cambridge University Press, 2001 г. 124)
- 10.1.99. M. Herrmann, G. Blanquart, and V. Raman. Flux corrected finite-volume scheme for preserving boundedness in large-eddy simulations. AIAA Paper 2005-25009, 2005. 127 (М. Херрманн, Г. Бланкарт, В. Раман. Схема конечных объемов исправленная потоком для сохранения ограниченности в крупных вихрях моделирования. AIAA бумаги 2005-25009, 2005. 127)
- 10.1.100. J.M. Suo-Anttila, T.K. Blanchat, A.J. Ricks, and A.L. Brown. Characterization of thermal radiation spectra in 2 m pool fires. Proceedings of the Combustion Institute, 32(2):2567–2574, 2009. 135, 136 (Дж. М. Суо-Анттила, Т. К. Бланчат, А. Дж. Рикс, и А. Л. Браун. Характеристика спектра теплового излучения при пожарах бассейне 2 м. Труды Института горения, 32(2):2567-2574, 2009 г. 135, 136)
- 10.1.101. K. Wakatsuki, G. Jackson, J. Kim, A. Hamins, M. Nyden, and S. Fuss. Determination of planck mean absorption coefficients for hydrocarbon fuels. Combustion Science and Technology, 180:616–630, 2008. 135 (К. Вакатсуки, Г. Джексон, Д. Ким, А. Хаминс, М. Ниден, С. Фасс. Определение Планка для средних коэффициентов поглощения углеводородных видов топлива. Наука и техника горения, 180:616-630, 2008 г. 135)
- 10.1.102. S.I. Stoliarov, S. Crowley, R.E. Lyon, and G.T. Linteris. Prediction of the burning rates of noncharring polymers. Combustion and Flame, 156:1068–1083, 2009. 135 (С. И. Столяров, С. Кроули, Р. Е. Лион, и Г. Т. Линтерис. Прогнозирование скорости горения необугливающих полимеров. Горение и пламя, 156:1068-1083, 2009 г. 135)
- 10.1.103. P.T. Tsilingiris. Comparative evaluation of the infrared transmission of polymer films. Energy Conversion and Management, 44:2839–2856, 2003. 135 (P.T. Tsilingiris. Сравнительная оценка инфракрасного излучения полимерных пленок. Преобразования энергии и управления, 44:2839-2856, 2003. 135)
- 10.1.104. B. Broeckmann and H Schecker. Heat transfer mechanisms and boilover in burning oil-water systems. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 8(3):137–147, 1995. 135 (Б. Броекманн и Х. Шекер. Механизмы теплопередачи и выброса кипящей жидкости в горящих системах с маслом и водой. Журнал предотвращения потерь в перерабатывающих промышленности, 8(3):137-147, 1995 г. 135)
- 10.1.105. S.S. Sazhin, P.A. Krutitskii, W.A. Abdelghaffar, E.M. Sazhina, S.V. Mikhailovsky, S.T. Meikle, and M.R. Heikal. Transient heating of diesel fuel droplets. International Journal of Heat and Mass Transfer, 47(14-16):3327–3340, 2004. 135 (С.С. Сажин, П.А. Крутицкий, W.A. Abdelghaffar, E.M. Сажина, С.В. Михаловский, S.T. Meikle и M.P. Хейкал. Переходные подогрев дизельного капли топлива. Международный журнал по теплопередаче и передаче массы, 47(14-16):3327-3340, 2004 г. 135)
- 10.1.106. G.V. Madhav and R.P. Chhabra. Drag on non-spherical particles in viscous fluids. International Journal of Mineral Processing, 43(1-2):15–29, 1994. 135 (Г. В. Мадхава и Р. П. Чабра. Сопротивление на несферических частицах в вязких жидкостях. Международный журнал переработки минерального сырья, 43(1-2):15-29, 1994 г. 135)
- 10.1.107. S.S. Manohar, A.K. Kulkarni, and S.T. Thynell. In-depth absorption of externally incident radiation in nongray media. Journal of Heat Transfer, 117:146–151, February 1995. 135 (С. С. Манохару, А. К. Кулкарни и С. Т. Тинелл. Углубленное поглощение внешне случайного излучения внешне несерой среды. Журнал о теплообмене, 117:146-151, февраль 1995 г. 135)
- 10.1.108. Linstrom P.J. and W.G. Mallard. Evaluated Infrared Reference Spectra. Webpage. NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69. 135 (Линстром П. Дж. В. Г. Маллард. Оценивается Инфракрасные спектры Reference. Веб-страницы. NIST химии WebBook, NIST стандартных справочных базу данных номер 69. 135)
- 10.1.109. J.E. Bertie, R.N. Jones, Y. Apelblat, and C.D Keefe. Infrared intensities of liquids XXV: Dielectric constants, molar polarizabilities and integrated intensities of liquid toluene at 25°C between 4800 and 400 cm⁻¹. Journal of Molecular Structure, 750(1-3):78–93, 2005. 135 (Дж. Е. Берти, Р. Н. Джонс, И. Апельблат и С. Д. Киф. Инфракрасные интенсивности жидкостей XXV: диэлектрические постоянные, молярная поляризуемость и интегральные интенсивности жидкого толуола при температуре 25°C между 4800 и 400 см⁻¹. Журнал о молекулярной структуре, 750(1-3):78-93, 2005 г. 135)
- 10.1.110. J.E. Bertie, R.N. Jones, Y. Apelblat, and C.D Keefe. Infrared Intensities of Liquids XIII: Accurate Optical Constants and Molar Absorption Coefficients Between 6500 and 435 cm⁻¹ of Toluene at 25°C, from Spectra Recorded in Several Laboratories. Applied Spectroscopy, 48(1):127–143, 1994. 135 (Дж. Е. Берти, Р. Н. Джонс, И. Апельблат и С. Д. Киф. Инфракрасная интенсивность жидкостей XIII: точные оптические постоянные и молярные коэффициенты поглощения между 6500 и 435 см⁻¹ толуола при 25°C, на основе спектров, зарегистрированных в нескольких лабораториях. Прикладная спектроскопия, 48(1):127-143, 1994 г. 135)
- 10.1.111. J.E. Bertie, R.N. Jones, Y. Apelblat, and C.D Keefe. Infrared Intensities of Liquids XIII: Accurate Optical Constants and Molar Absorption Coefficients Between 6500 and 435 cm⁻¹ of Toluene at 25°C, from Spectra Recorded in Several Laboratories. Applied Spectroscopy, 48:127–143, January 1994. 135, 136 (Дж.Е. Берти, Р.Н. Джонс, Y. Apelblat и C.D Киф. Интенсивность инфракрасного жидкостей XIII: точные оптические постоянные и молярные коэффициенты поглощения между 6500 и 435 см⁻¹ толуола при

температуре 25 ° С, от спектров, зарегистрированных в нескольких лабораториях. Прикладная спектроскопия, 48:127-143, январь, 1994 г. 135, 136)

- 10.1.112. J.E. Bertie, S.L. Zhang, H.H. Eysel, S. Baluja, and M.K Ahmed. Infrared Intensities of Liquids XI: Infrared Refractive Indices from 8000 to 2 cm^{-1} , Absolute Integrated Intensities, and Dipole Moment Derivatives of Methanol at 25°C. *Applied Spectroscopy*, 47:1100–1115, August 1993. 135, 136 (Дж. Е. Берти, С. Л. Чжан, Х.Х. Йесел, С. Балуджа, М. К. Ахмед. Инфракрасная интенсивность жидкостей XI: Инфракрасные показатели преломления от 8000 до 2 см^{-1} , Абсолютные интегральные интенсивности и производные дипольных моментов метанола при температуре 25°C. Прикладная спектроскопия, 47:1100-1115, август, 1993 г. 135, 136)
- 10.1.113. J.E. Bertie, R.N. Jones, and C.D Keefe. Infrared Intensities of Liquids XII: Accurate Optical Constants and Molar Absorption Coefficients Between 6225 and 500 cm^{-1} of Benzene at 25°C, from Spectra Recorded in Several Laboratories. *Applied Spectroscopy*, 47(7):891–911, 1993. 135, 136 (Дж. Е. Берти, Р. Н. Джонс, и С. Д. Киф. Инфракрасная интенсивность жидкостей XII: точные оптические постоянные и молярные коэффициенты поглощения между 6225 и 500 см^{-1} бензола при температуре 25 ° С, от спектров, зарегистрированных в нескольких лабораториях. Прикладная спектроскопия, 47(7):891-911, 1993 г. 135, 136)
- 10.1.114. J.E. Bertie and Z Lan. Infrared Intensities of Liquids XX: The Intensity of the OH Stretching Band of Liquid Water Revisited, and the Best Current Values of the Optical Constants of H₂O (l) at 25°C between 15,000 and 1 cm^{-1} . *Applied Spectroscopy*, 50(8):1047–1057, 1996. 135, 136 (Дж. Е. Берти и З. Лан. Инфракрасная интенсивность жидкостей XX: Интенсивность ОН валентной полосы жидкой воды, и наилучшие текущие значения оптических постоянных H₂O (ж) при температуре 25°C, между 15000 и 1 см^{-1} . Прикладная спектроскопия, 50(8):1047-1057, 1996 г. 135, 136)

11. ПРИЛОЖЕНИЕ А. УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- 11.1.1. A_p – площадь поверхности капли/частицы
- 11.1.2. $A_{\alpha\beta}$ – предэкспонент для реакции в твердой фазе Аррениуса
- 11.1.3. B – значение источника выбросов
- 11.1.4. C – спринклерной С-фактор, коэффициент естественной конвекции
- 11.1.5. C_d – Коэффициент сопротивления
- 11.1.6. C_m – коэффициент размещения импульса
- 11.1.7. C_n – поправочный коэффициент скольжения Каннингема
- 11.1.8. C_s – постоянная Смагоринского (LES); коэффициент теплового скольжения
- 11.1.9. C_t – коэффициент теплового размещения
- 11.1.10. C – теплоемкость твердого материала, скорость света в вакууме
- 11.1.11. c_p – теплоемкость постоянного давления
- 11.1.12. D – диаметр капли/частиц
- 11.1.13. D_α – коэффициент диффузии
- 11.1.14. $D_{v,0.5}$ – средний объемный диаметр капли
- 11.1.15. E – энергия активации
- 11.1.16. f_b – вектор внешней силы (без учета тяжести)
- 11.1.17. g – ускорение силы тяжести
- 11.1.18. g – вектор силы тяжести, как правило $(0, 0, -g)$
- 11.1.19. H – Общее давление, деленное на плотность (интеграл Бернулли)
- 11.1.20. $H_{r,\alpha\beta}$ – теплота реакции для реакции в твердой фазе
- 11.1.21. h – коэффициент теплопередачи; постоянная Планка
- 11.1.22. $h_{s,\alpha}$ – явная энтальпия веществ α
- 11.1.23. h_α^0 – теплота формирования веществ α
- 11.1.24. I – интенсивность излучения на единицу пространственного угла
- 11.1.25. I_b – интенсивность излучения абсолютно черного тела на единицу пространственного угла
- 11.1.26. $I_{b,\lambda}$ – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела, как функция длины волны на единицу пространственного угла
- 11.1.27. $I_{b,\omega}$ – спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела, как функция длины волны на единицу пространственного угла
- 11.1.28. k – теплопроводность; коэффициент подавления распада
- 11.1.29. k_B – постоянная Больцмана
- 11.1.30. Kn – число Кнудсена
- 11.1.31. K_{th} – термофоретический коэффициент скорости
- 11.1.32. L – характеристическая длина; толщина поверхности
- 11.1.33. $\dot{m}_{b,\alpha}'''$ – скорость формирования массы на единицу объема веществ α путем испарения капель / частиц

- 11.1.34. $\dot{m}_\alpha'''$ – скорость формирования массы на единицу объема веществ α путем химических реакций
- 11.1.35. $\dot{m}_w''$ – поток водной массы
- 11.1.36. m_w'' – водная масса на единицу площади
- 11.1.37. n_s – частичный порядок реакции для твердых веществ
- 11.1.38. n_{O_2} – частичный порядок реакции кислорода
- 11.1.39. Nu – число Нуссельта
- 11.1.40. Pr – число Прандтля
- 11.1.41. p – давление
- 11.1.42. $\bar{p}_0$ – атмосферное давление
- 11.1.43. $\bar{p}_m$ – профиль РМ фоне давления т-зоне давления
- 11.1.44. $\tilde{p}$ – возмущение давления
- 11.1.45. $\dot{q}''$ – теплового потока вектора
- 11.1.46. $\dot{q}'''$ – скорости тепловыделения на единицу объема
- 11.1.47. $\dot{q}_r''$ – поток теплового излучения
- 11.1.48. $\dot{q}_c''$ – конвективного теплового потока
- 11.1.49. $\dot{Q}$ – суммарное тепловыделение
- 11.1.50. $\dot{Q}^*$ – число пожаров Фруда
- 11.1.51. R – универсальная газовая постоянная
- 11.1.52. Re – Числа Рейнольдса
- 11.1.53. r_p – частиц / радиус капли
- 11.1.54. $r_{\alpha\beta}$ – твердой фазы скорость реакции
- 11.1.55. RTI – показатель времени срабатывания спринклера
- 11.1.56. s – единичный вектор в направлении интенсивности излучения
- 11.1.57. Sc – число Шмидта
- 11.1.58. Sh – число Шервуда
- 11.1.59. S_α – твердых дебит компонентов
- 11.1.60. T – температура
- 11.1.61. t – время
- 11.1.62. U – интегрированная интенсивность излучения; оптическая длина пути
- 11.1.63. $u = (u, v, w)$ вектора скорости
- 11.1.64. W_α – молекулярной массы газообразного веществ α
- 11.1.65. $\bar{W}$ – молекулярный вес газовой смеси
- 11.1.66. We – число Вебера
- 11.1.67. $x = (x, y, z)$ – вектор положения
- 11.1.68. X_α – объемная доля веществ α
- 11.1.69. Y_α – массовая доля веществ α
- 11.1.70. $\bar{Y}_\alpha$ – средняя массовая доля веществ α
- 11.1.71. $\hat{Y}_\alpha$ – массовая доля веществ α в смешанной зоне ячейки вычисления
- 11.1.72. $Y_{O_2}^\infty$ – массовой доли кислорода в окружающей

- 11.1.73. Y_F – массовая доля топлива
- 11.1.74. y_s – сажи выход
- 11.1.75. Z_α – смешение веществ α
- 11.1.76.
- 11.1.77. **Греческие символы**
- 11.1.78. α – соотношение проводимости газа к проводимости частиц; интегральная интенсивность полосы
- 11.1.79. γ – соотношение теплоемкостей; экспонента Розина-Раммлераспектрального параметра штрафа структуре узкой полосе
- 11.1.80. Δ – ширина фильтра LES
- 11.1.81. Δh – теплота сгорания
- 11.1.82. Δh_{O_2} – энергия, выделяющаяся на единицу массы потребляемого кислорода
- 11.1.83. Δh_{O_2} – теплота формирования веществ α
- 11.1.84. δ – толщина пленки; коэффициент масштабирования толщины и плотности
- 11.1.85. ε – скорость рассеяния; коэффициент излучения
- 11.1.86. κ – Коэффициент поглощения; постоянная Кармана
- 11.1.87. λ – длина свободного пробега молекул газа; длина волны теплового излучения
- 11.1.88. μ – динамическая вязкость
- 11.1.89. ν – частота теплового излучения
- 11.1.90. ν_α – стехиометрический коэффициент веществ α
- 11.1.91. ν_s – выход твердого остатка в реакции в твердой фазе
- 11.1.92. $\nu_{g,\gamma}$ – выход газообразных веществ γ в реакции твердой фазы
- 11.1.93. ρ – плотность
- 11.1.94. $\bar{\tau}_\omega$ – средняя спектральная пропускная способность узкой полосы отцентрованная по ω
- 11.1.95. $\tau_{i,j}$ – тензор вязких напряжений
- 11.1.96. χ – коэффициент формы
- 11.1.97. χ_r – доля потери излучения
- 11.1.98. σ – постоянная Стефана-Больцмана; постоянная распределения капель по размеру; поверхностное натяжение
- 11.1.99. σ_p – коэффициент рассеяния частиц
- 11.1.100. σ_s – коэффициент рассеяния
- 11.1.101. τ^+ – безразмерное расстояние до остановки
- 11.1.102. ω – волновое число теплового излучения
- 11.1.103. $\omega = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ – вектор вихря
- 11.1.104. Ω – телесный угол
- 11.1.105.
- 11.1.106. **Подстрочные символы**
- 11.1.107. 0 – начальное значение
- 11.1.108. a – воздух
- 11.1.109. b – свойство объемной фазы; кипение
- 11.1.110. B – броуновский
- 11.1.111. c – конвективный

- 11.1.112. d – сопротивление
- 11.1.113. e – эффективные свойства
- 11.1.114. g – газ
- 11.1.115. ijk – показатели ячейки газовой фазы
- 11.1.116. n – свойства группы
- 11.1.117. p – частицы / капли
- 11.1.118. p – давление
- 11.1.119. r – излучающее
- 11.1.120. s – твердые; чувствительный; сажа
- 11.1.121. w – стена
- 11.1.122. α – показатель газообразных веществ
- 11.1.123. β – показатель реакции
- 11.1.124. λ – длина волны
- 11.1.125. ω – волновое число

12. ОГРАНИЧЕНИЕ ДИВЕРГЕНЦИИ СКОРОСТИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

12.1.1. Уравнения, описывающие изменение жидкости с переменной плотностью низшего числа Маха, впервые введенные Ремом и Баумом в 1978 г. [9], представляют собой уравнения непрерывности, концентрации (массовой доли) вещества, импульса, энергии (явной энтальпии) и уравнения идеального газа:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial \rho Y_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_\alpha \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\rho D_\alpha \nabla Y_\alpha) + \dot{m}_\alpha''' \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla \tilde{p} - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + (\rho - \rho_0) \mathbf{g} \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h_s \mathbf{u}) = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}''' \quad (\text{B.4})$$

$$\rho = \frac{\bar{p} \bar{W}}{RT} \quad (\text{B.5})$$

12.1.2. В данном приложении, начиная от консервативных форм уравнения переноса явной энтальпии, получаем численно последовательное ограничение дивергенции скорости для использования в моделировании крупных вихрей (LES) нижних потоков Маха. В результате счета для численного переноса массы и энергии, которые трудно устранить в относительно сложных, инженерных расчетах моделирования крупных вихрей (LES), когда применяются методы скалярного переноса убывания полной вариации (TDV). В отсутствие значений коррекции, полученных здесь, нерешенное (числовое) смешивание газообразных веществ с различными видами теплоемкости и молекулярного веса может привести к ошибочным смешанным значениям температуры и, в результате, к нарушению энергетического баланса.

12.1.3. Как уже упоминалось, настоящая работа связана с попытками понять и исправить дисбаланс энергии бюджета, которая стала очевидной после реализации как зависит от температуры и теплоемкости ТВД скалярного переноса. Одним из откровений этой работы стало то, что выбор отправной точки для получения расхождения ограничение, естественно, приводит к двум различным формам расхождение выражения. В то время как эти формы математически эквивалентны, они приводят к совершенно разные и все же полностью правдоподобно численного формулировках.

12.1.4. Начиная с непрерывности

12.1.5. Начиная с уравнения неразрывности, мы можем вынести за скобки дивергенция скорости пребывания материала производной плотности:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (\text{B.6})$$

12.1.6. Применение закона об идеальном газе и дифференциации уравнения состояния приводит к следующему уравнению:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} = & \left(\frac{1}{\rho c_p T} - \frac{1}{\bar{p}} \right) \frac{D\bar{p}}{Dt} \\ & + \frac{1}{\rho c_p T} [\dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}'''] \\ & + \frac{1}{\bar{p}} \sum_\alpha \left(\frac{\bar{W}}{W_\alpha} - \frac{h_{s,\alpha}}{c_p T} \right) [\nabla \cdot (\rho D_\alpha \nabla Y_\alpha) + \dot{m}_\alpha'''] \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

12.1.7. Из явной энтальпии, в качестве варианта, мы можем разложить на множители значение дивергенции скорости из уравнения переноса явной энтальпии:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{\rho h_s} \left[\frac{D\bar{p}}{Dt} (\bar{p} - \rho h_s) + \dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{q}'' \right] \quad (\text{B.8})$$

12.1.8. С этой отправной точки, (возможно) естественным результатом для выражения дивергенции является:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} = & \frac{1}{\rho c_p T} \frac{D\bar{p}}{Dt} - \frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} \\ & + \frac{1}{\rho c_p T} [\dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{q}'' - \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho h_s)] \\ & + \frac{1}{\bar{p}} \sum_{\alpha} \left(\frac{\bar{W}}{W_{\alpha}} - \frac{h_{s,\alpha}}{c_p T} \right) [\nabla \cdot (\rho D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha}) - \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho Y_{\alpha}) + \dot{m}_{\alpha}'''] \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

12.1.9. Сравнение

12.1.10. Следует отметить небольшое различие между первой, второй и третьей строками в уравнениях (B.7) и (B.9). Первые строки имеют отличие в $\mathbf{u} \cdot \nabla \bar{p} / \bar{p}$. В уравнении (B.9) вторая и третья строки содержат дополнительное значение, отвечающее за перенос энтальпии и массы, соответственно, $\mathbf{u} \cdot \nabla (\rho h_s)$ и $\mathbf{u} \cdot \nabla (\rho Y_{\alpha})$. С помощью уравнений (B.1)–(B.5) можно продемонстрировать, что уравнения (B.7) и (B.9) математически эквивалентны.

12.1.11. Дискретное расхождение

12.1.12. Консервативная форма уравнения переноса явной энтальпии – получившее свое название от дивергентной формы потока среднего значения переноса в левой части уравнения – представляет собой следующее уравнение:

$$\frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho h_s \mathbf{u})}_{\text{перенос среднего значения}} = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{q}''' \quad (\text{B.10})$$

12.1.13. Данная форма называется консервативной, поскольку, по теореме Гаусса, интеграл от дискретного расхождения потока над областью определения эквивалентен поверхностному интегралу потока на границе области определения. Для периодической области определения интеграл равен нулю – входящий поток должен быть равен исходящему. Решающим для гарантированного сохранения дискретности явной энтальпии является в первую очередь дискретизация среднего значения переноса. Ниже черта над символом будет обозначать оператор интерполяции, ограничивающего уклон. Как обсуждалось в разделе B.2, данный оператор специально разработан в соответствии с ограничением потока, уменьшение полной вариации (TVD) переноса для консервативной формы среднего значения переноса.

12.1.14. Расширение среднего значения переноса и перестановка уравнения (B.10) в отношении результатов дискретных расхождений

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{\rho h_s} \left[- \left(\frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho h_s) \right) + \frac{D\bar{p}}{Dt} + \dot{q}''' - \nabla \cdot \dot{q}''' \right]. \quad (\text{B.11})$$

12.1.15. Численные детали $\mathbf{u} \cdot \nabla (\rho h_s)$ являются ключевыми для обеспечения сохранения дискретности (см. раздел B.2). Математически уравнение (B.11) эквивалентно уравнению (B.8). Однако численно (B.11) учитывает важные детали схемы переноса уменьшения полной вариации (TVD).

12.1.16. Большая часть сложности в выражении расхождения скрывается в значении производной времени, $\partial \rho h_s / \partial t$. Используя уравнения (B.1)–(B.5), можно показать, что уравнение (B.11) расширяется, позволяя получить уравнение (B.9).

12.1.17. Ниже приведено численное разложение дивергенции потока энтальпии для ячеек i в 1D. Оператор $\delta(\cdot) / \delta x$ обозначает центральную разность. Плотность ρ и явная энтальпия h_s находятся в центрах ячеек и обозначаются как i , $i+1$ т.д. Скорость u находится на границе ячейки и проиндексированы $i + \frac{1}{2}$ и т.д. Верхнее подчеркивание с номинальным значением (суффикс $i \pm \frac{1}{2}$) обозначает ограничитель потока, который представляет собой специальную интерполяцию скалярных полей до границы ячейки. Задача ограничителя потока заключается в том, чтобы предотвратить ложные

колебания в скалярном решении. Такие колебания необходимо избегать, поскольку они могут привести к нарушениям ограниченности и неустойчивости.

12.1.18. При разложении расхождения потока наша задача заключается в том, чтобы разбить значение на две части следующим образом:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\delta(\rho h_s u)}{\delta x} \right]_i &= \frac{(\overline{\rho h_s})_{i+\frac{1}{2}} u_{i+\frac{1}{2}} - (\overline{\rho h_s})_{i-\frac{1}{2}} u_{i-\frac{1}{2}}}{\delta x} \\ &= (\rho h_s)_i \underbrace{\frac{u_{i+\frac{1}{2}} - u_{i-\frac{1}{2}}}{\delta x}}_{\nabla \cdot u} + \underbrace{\frac{\Delta_{i+\frac{1}{2}} u_{i+\frac{1}{2}} + \Delta_{i-\frac{1}{2}} u_{i-\frac{1}{2}}}{\delta x}}_{u \cdot \nabla(\rho h_s)} \end{aligned} \quad (B.12)$$

12.1.19. Здесь $\Delta_{i+\frac{1}{2}}$ представляет ограниченный наклон скалярных данных (ρh_s , в данном случае) на поверхности $i + \frac{1}{2}$. Ограничители наклона для ячеек i определены следующим образом:

$$(\overline{\rho h_s})_i + \Delta_{i+\frac{1}{2}} = (\overline{\rho h_s})_{i+\frac{1}{2}} \quad (B.13)$$

$$(\overline{\rho h_s})_i - \Delta_{i-\frac{1}{2}} = (\overline{\rho h_s})_{i-\frac{1}{2}} \quad (B.14)$$

12.1.20. Следует отметить, что в то время как скалярные номинальные значения являются уникальными для грани $\left[(\overline{\rho h_s})_{i+\frac{1}{2}} = (\overline{\rho h_s})_{i+1-\frac{1}{2}} \right]$, ограниченные уклоны не являются $\Delta_{i+\frac{1}{2}} \neq \Delta_{i+1-\frac{1}{2}}$.

12.1.21. **Пример: Чистое накручивание**

12.1.22. Предположим, что все $u > 0$ в 1D, виток слева направо. Для схемы Годунова (накручивание первого порядка) ограниченные склоны бы быть вычислена следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta_{i+\frac{1}{2}} &= (\overline{\rho h_s})_{i+\frac{1}{2}} - (\rho h_s)_i \\ &= (\rho h_s)_i - (\rho h_s)_i \\ &= 0 \end{aligned} \quad (B.15)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{i-\frac{1}{2}} &= (\rho h_s)_i - (\overline{\rho h_s})_{i-\frac{1}{2}} \\ &= (\rho h_s)_i - (\rho h_s)_{i-1} \end{aligned} \quad (B.16)$$

12.1.23. Значение адвекции для ячеек в среднем, таким образом, становится:

$$u \cdot \nabla(\rho h_s) = u_{i-\frac{1}{2}} \left[\frac{(\rho h_s)_i - (\rho h_s)_{i-1}}{\delta x} \right] \quad (B.17)$$

12.1.24. **Пример: Центрированное дифференцирование**

12.1.25. Для центрированного дифференцирования ограниченные склоны должны быть вычислены следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta_{i+\frac{1}{2}} &= (\overline{\rho h_s})_{i+\frac{1}{2}} - (\rho h_s)_i \\ &= \frac{1}{2} [(\rho h_s)_i + (\rho h_s)_{i+1}] - (\rho h_s)_i \\ &= \frac{1}{2} [(\rho h_s)_{i+1} - (\rho h_s)_i] \end{aligned} \quad (B.18)$$

$$\begin{aligned}
\Delta_{i-\frac{1}{2}} &= (\rho h_s)_i - \overline{(\rho h_s)_{i-\frac{1}{2}}} \\
&= (\rho h_s)_i - \frac{1}{2}[(\rho h_s)_{i-1} + (\rho h_s)_i] \\
&= \frac{1}{2}[(\rho h_s)_i - (\rho h_s)_{i-1}]
\end{aligned}
\tag{B.19}$$

12.1.26. Значение адвекции для ячеек в среднем, таким образом, становится

$$\overline{u \cdot \nabla(\rho h_s)} = \frac{1}{2} u_{i+\frac{1}{2}} \left[\frac{(\rho h_s)_{i+1} - (\rho h_s)_i}{\delta x} \right] + \frac{1}{2} u_{i-\frac{1}{2}} \left[\frac{(\rho h_s)_i - (\rho h_s)_{i-1}}{\delta x} \right] \tag{B.20}$$

12.1.27. **Общая реализация: с помощью ограничителей потока**

12.1.28. Приведенные выше примеры только для иллюстрации. Как правило, мы сначала вычисляем номинальные значения ограниченного потока и получить ограниченный уклоны исходя из (B.13) и (B.14). Адвекция для ячеек в среднем далее вычисляется из второго значения под фигурной скобкой (B.12).

13. ПРИЛОЖЕНИЕ С. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ

13.1.1. Для расчета коэффициентов серого или среднеполосного поглощения, κ_n , в FDS была реализована узкополосная модель, RADCAL [16]. RADCAL вычисляет спектральные свойства веществ, участвующих в излучении, в дискретных значениях спектра (выраженных либо в виде волнового числа ω или в виде длины волны λ) и температуре, и возвращает два варианта средних коэффициентов поглощения для каждого спектрального диапазона, n . Первый коэффициент является средним коэффициентом Планка.

$$\kappa_n(P, T) = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_{b,\lambda}(T) \sum_i 100 \bar{\kappa}_i(\lambda, T) P_i d\lambda \quad (C.1)$$

где λ – длина волны, выраженная в единицах мм, P_i – парциальное давление участвующих веществ i , в единицах атм, а $\bar{\kappa}_i$ – спектральный коэффициент поглощения участвующих веществ i , в единицах атм-1см-1. Следует отметить, что температура, используемая при расчете κ_n является локальной температурой газа, таким образом, $\kappa_n(P, T)$ – функция температуры в газовой фазе и частичное давление и не зависит от длины пути. Ее единицы составляют 1/м. Коэффициент 100 вводится для преобразования $\bar{\kappa}_i$ из атм-1см-1 в атм-1м-1.

13.1.2. $I_{b,\lambda}(T)$ в правой части уравнения является законом Планка распределения черного тела, которых выражает равновесный курс лучистой энергии, излучаемой абсолютно черного тела при температуре, T , и в зависимости от длины волны, λ . Формально монохроматического черного лучистая энергия испускается на длине волны λ дается

$$I_{b,\lambda}(T) d\lambda = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} d\lambda \quad (C.2)$$

Где h – постоянная Планка ($6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$), c – скорость света в вакууме ($2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$), а k_B – постоянная Больцмана ($1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$). $I_{b,\lambda}(T)$, в единицах $\text{W/m}^2/\text{str/m}$; длина волн преобразуются из μm в м.

13.1.3. Второй коэффициент, так называемый, *среднего значения пути* или *эффективный* коэффициент поглощения, $\kappa_{e,n}(T)$, определяется в соответствии со следующим уравнением:

$$\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, L, T, T_{\text{rad}}) d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} \left[\left(1 - e^{-\kappa_{e,n}(T)L}\right) T^4 + e^{-\kappa_{e,n}(T)L} T_{\text{rad}}^4 \right] \quad (C.3)$$

где L – длина пути и T_{rad} – эффективная температура излучения пламени. RADCAL вычисляет интеграл в левой части путем расчета интенсивности, оставляющей равномерный слой газа эквивалентной толщины, L , ограниченной черной стеной при температуре, T_{rad} , для большого количества узких спектральных диапазонов. По умолчанию в FDS, длина пути, L , в пять раз превышает характеристический размер ячейки в моделировании, однако ограничена максимальным значением 10 метров. Она также может устанавливаться пользователем.

13.1.4. В случаях с только одной полосой ($N=1$), используется наименьший из двух коэффициентов поглощения:

$$\kappa_n = \min(\kappa_n(P, T), \kappa_{e,n}(T)) \quad (C.4)$$

13.1.5. Если $N>1$ или $L=0$, $\kappa_n = (P, T)$. Следует отметить, что спектральные данные в RADCAL используются всякий раз, когда газовая смесь содержит водяной пар, топливо или продукты горения, независимо от числа полос излучения N .

13.1.6. Примечание в отношении волнового числа, длины и частоты волны: при работе с различными величинами, описывающими волновую природу излучения, может возникать некоторая путаница. К этим величинам относятся волновое число ω , длина волны λ , и частота, обозначенная здесь как ν . Большинство пользователей могут быть знакомы с частотой ν , в единицах герц, Гц, представляющих

число циклов в секунду. В то время как данная единица измерения предпочтительна для волн излучения с низкой энергией, например, радиоволн, длина волны и волновое число предпочтительны для волн с высокой энергией. Волновое число и длина волны связаны с частотой посредством:

$$\lambda = c/v \text{ и } \omega = c/v \quad (\text{C.5})$$

13.1.7. Длина волны, λ , представляет расстояние, которое проходит волна в течение одного цикла, предполагая, что она распространяется со скоростью света в вакууме. При работе с инфракрасным излучением, его единицы, как правило, выражены в мм. Волновое число ω представляет собой обратную величину длины волны. Оно представляет собой число циклов на единицу длины. В большей части работ по инфракрасной спектроскопии, она выражается в единицах см⁻¹. Данная единица используется в разделах ниже. Волновое число в единицах см⁻¹ легко переводится в длину волны в единицах мм, с помощью следующего уравнения:

$$\lambda \text{ мм} = 10000 / \omega \text{ см}^{-1} \quad (\text{C.6})$$

13.1.8. Наконец, пользователь, который хотел бы выразить черного тела Планка, закон распределения как функции волнового числа должны принять осторожность при выполнении замены переменных. Надо начать с выражения, что лучистой энергии, излучаемой на длине волны λ такой же, как лучистой энергии, излучаемой в соответствующем волновое число без

$$I_{b,\lambda}(T) d\lambda = -I_{b,\omega}(T) d\omega \quad (\text{C.7})$$

13.1.9. Отрицательный знак вводится потому, что W является обратной λ . Так как $L = 1 / W$, речь идет

$$\frac{d\lambda}{d\omega} = -\frac{1}{\omega^2} \quad (\text{C.8})$$

13.1.10. Уравнение C.7, может быть изменено с помощью уравнения C.2

$$I_{b,\omega}(T) d\omega = \frac{2hc^2\omega^3}{\exp\left(\frac{hc\omega}{k_B T}\right) - 1} d\omega \quad (\text{C.9})$$

13.1.11. $I_{b,\omega}(T)$ представлено в единицах W/m/str/m-1; волновые числа преобразуются из см⁻¹ в м⁻¹.

Пользователь, желающий проанализировать диапазоны топлива, представленные ниже (приведенные в виде волнового числа) с законом Планка о распределении абсолютно черного тела должен использовать уравнение C.9, однако не должен использовать уравнение C.2 с $\lambda = 1/\omega$.

13.1.12. Сочетание молекулярных моделей и таблиц данных используются для вычисления спектральных излучающих свойств веществ, участвующих в излучении. Оригинальная версия RADCAL включает спектральные свойства CO₂, H₂O, CO и CH₄, которые либо смоделированы на основе количественных молекулярной спектроскопии выводов или таблицу из арматуры экспериментальных данных в соответствующих статистических моделей узкого диапазона. Оригинальные данные RADCAL были дополнены новой таблицы экспериментальных данных для следующих видов топлива:

13.1.12.1. Этилен: C₂H₄

13.1.12.2. Этан: C₂H₆

13.1.12.3. Пропилен C₃H₆

13.1.12.4. Пропан: C₃H₈

13.1.12.5. Толуол: C₇H₈

13.1.12.6. н-гептан: C₇H₁₆

13.1.12.7. Метанол: CH₃ OH

13.1.12.8. Метилметакрилат: C₅H₈O₂

13.1.13. Эти новые данные были получены в результате измерений ПФИК волновых чисел от 700 см⁻¹ и 4000 см⁻¹. Количество полезных для сравнения относительной важности различных диапазонах ИК обеспечивается интегральной интенсивности полоса, A_i , определенных для участвующих веществ, как:

$$\alpha_i(T) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \bar{\kappa}_i(\omega', T) d\omega' \quad (\text{C.10})$$

единицы которой $\text{атм} \cdot \text{см}^{-1}$ 2. Значение спектрального коэффициента поглощения, K^{-1} , усредняется по узкой полосе, спектральная ширина, DW , варьируется от 5 см^{-1} для $W < 1100 \text{ см}^{-1}$, до 25 см^{-1} на $1100 \text{ см}^{-1} < W < 5000 \text{ см}^{-1}$, и до 50 см^{-1} за $5000 \text{ см}^{-1} < W$.

13.1.14. В следующих подразделах кратко описаны полосы молекулярного спектра, где вещества активны для каждого излучающего вещества в газовой фазе, и обеспечивают для большинства из них интегральную интенсивность полосы их наиболее важных полос при указанной температуре. Вне этих диапазонов, вещества являются прозрачными. В начале моделирования, коэффициент поглощения рассчитывается с помощью RADCAL, а затем заносится в таблицу как функция доли смешивания и температуры. Во время моделирования локальный коэффициент поглощения интерполируется из таблицы значений.

13.1.15.

13.1.16. Углекислый газ: CO_2

13.1.17. Углекислый газ является линейной молекулой и имеет четыре колебательные моды, но только два фундаментальных вибрации ИК частот. Он имеет пять различных групп, которые включены в RADCAL, см. таблицу С.1. Самые сильные группы

13.1.18. Таблица С.1: Спектральный диапазон CO_2 включена в RADCAL.

Полоса #	Границы (см^{-1})		Метод
1	500	880	таблица
2	880	1100	смоделирован
3	1975	2475	смоделирован
4	3050	3800	смоделирован
5	4550	5275	смоделирован

13.1.19. CO_2 в спектре Band 3. При 300 К, он имеет интегральной интенсивности полосы $2963 \text{ атм} \cdot \text{см}^{-1}$ 2. Приведенные в таблице данные были получены из экспериментов с температурой от 300 К до 2400 К с использованием Гуди статистической модели узкой зоны.

13.1.20. Таблица С.2: Спектральные полосы CO , включенные в RADCAL.

Полоса #	Границы (см^{-1})		Метод
1	1600	2400	смоделирован

13.1.21. Окись углерода: CO

13.1.22. Окись углерода – двухатомная молекула и поэтому имеет только одного колебательного режима. RADCAL включает одно определенное диапазона, см. Таблица С.2. Это соответствует растяжению тройной С-связи? О. первый обертона (? С центром в точке $W 4260 \text{ см}^{-1}$ AAA1) не учитывается, его интегральная интенсивность полосы пренебрежимо мало при стандартной температуре и давлении. При 295 К, интегральной интенсивности полосы Группа 1 $260 \text{ атм}^{-1} \text{см}^{-1}$ AAA1 AAA2. Статистические модели узкой зоны, связанные с CO Гуди модели. Рекомендуемая температура использования в диапазоне от 295 К до 2500 К.

13.1.23. Водяной пар: H_2O

13.1.24. Вследствие нелинейности своей молекулярной структуре ИК-спектре паров воды является сложным и широким. В RADCAL, водяной пар спектре от 50 до 9300 см^{-1} AAA1 см^{-1} AAA1 считается. Данные в RADCAL сведены в таблицу и обеспечивают от Людвиг и соавт. [97]. Экспериментальные данные были установлены с использованием статистического Гуди модели узкой зоны. Самые сильные полосы при стандартной температуре и давлении находится в диапазоне $[50 \text{ см}^{-1} \text{ AAA2} 100] \text{ см}^{-1} \text{ AAA1}$: = $300 \text{ атм}^{-1} \text{см}^{-1}$ AAA2 и $[3000 \text{ см}^{-1} \text{ AAA4} 4000] \text{ см}^{-1} \text{ AAA1}$: = $220 \text{ атм}^{-1} \text{см}^{-1}$ AAA2.

13.1.25. Метан: CH_4

13.1.26. Метан является сферической верхней молекулы тетраэдрической формы с атомом углерода, занимающих центре тетраэдра. Он принадлежит к точечной группе T_d . Спектр ИК метан является результатом колебательно-вращательного режимов C-H групп. Он имеет девять колебательных мод, но из-за его симметрии, это выражается в только два различных ИК активные основные частоты вибрации. В RADCAL, спектр метан ИК разделен на три отдельные полосы (основы вырождается), см. таблицу В.3. Самые сильные полосы Полосы 1

13.1.27. Таблица С.3: Спектральные полосы CH_4 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см^{-1})		Метод	Задание	$\alpha(T = 296 \text{ K}) (\text{атм}^{-1} \text{см}^{-2})$
1	1150	1600	таблица	Изгиб С – Н	237
2	2700	3250	таблица	Растяжение С – Н	212
3	3400	5000	смоделирован	Растяжение С – Н	

13.1.28. и 2, которые при стандартной температуре и давлении имеют интегральная интенсивность полосы $237 \text{ атм} \cdot \text{см}^{-1}$ 2 и $212 \text{ атм} \cdot \text{см}^{-1}$ 2 соответственно. Приведенные в таблице данные были

получены из экспериментов высокое разрешение ИК-Фурье с различной температурой от 300 К до 1400 К. спектральных коэффициентов поглощения получены в предположении ИК измерений, чтобы быть в режиме слабой линии и применение Ламберта-Бера закон к экспериментальным спектрального пропускания.

13.1.29. Этилен: C_2H_4

13.1.30. Этилен является молекулой с плоскостью, симметричной формы и относится к группе D_{2h} точки. Спектр ИК этилена является результатом колебательно-вращательного режимов $C = C$ -, CH и CH_2 групп. Он имеет 12

13.1.31. Таблица С.4: Спектральные полосы C_2H_4 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 296 K) (atm^{-1}cm^{-2})$
1	780	1250	таблица	Изгиб CH_2	366
2	1300	1600	таблица	Изгиб CH_2	43
3	1750	2075	таблица	Растяжение $C = C$	20
4	2800	3400	таблица	Растяжение $C - H$	183

колебательных мод. В RADCAL, ИК-спектр разделен на четыре отдельные полосы, см. таблицу С.4. Группа 1 сильнейших поглощающие группы. Все этилен данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 296 К до 801 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических этилена при общем давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.32. Этан: C_2H_6

13.1.33. Этан имеет в три раза оси симметрии и принадлежит к группе D_{3d} точки. Спектр ИК этан является результатом колебательно-вращательного режимов $C - C$, CH и CH_3 групп. Он имеет 18 колебательных мод; ИК-спектр разделен на три отдельные полосы, см. таблицу С.5. Band 3 соответствует растяжению

13.1.34. Таблица С.5: Спектральные полосы C_2H_6 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 296 K) (atm^{-1}cm^{-2})$
1	730	1095	таблица	CH_3 Rock	29
2	1250	1700	таблица	Изгиб CH	64
3	2550	3375	таблица	Растяжение CH	761

13.1.35. CH и является самой сильной поглощающей группы. При нормальной температуре и давлению, ее интегральной интенсивности группа более чем в 10 раз стоимости Band 2, и более чем в 20 раз стоимости группы 1. Все этан данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 296 К до 1000 К спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических этан при общем давлении 1 атм с использованием модели Эльзассера.

13.1.36. Пропилен: C_3H_6

13.1.37. Пропилен имеет только одну плоскость симметрии и принадлежит точечной группы CS . Спектр ИК пропилен является результатом колебательно-вращательного режимов $C - C$, $C = C$ -, CH , CH_2 -и CH_3 -групп. Он имеет 21 колебательных мод, его ИК-спектр делится на три отдельные полосы, см. таблицу С.6. Band 3 соответствует

13.1.38. Таблица С.6: Спектральные полосы C_3H_6 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 296 K) (atm^{-1}cm^{-2})$
1	730	1095	таблица	Растяжение $C - C$, CH_3 Rock	296
2	1250	1700	таблица	Растяжение $C = C$, Изгиб CH	271
3	2550	3375	таблица	Растяжение CH	509

13.1.39. к растяжению CH и является самым сильным из всех пропилен поглощающие полосы. Все пропилен данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 296 К до 1003 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических пропилен при общем давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.40. Пропан: C_3H_8

13.1.41. Пропан имеет две плоскости симметрии, и две оси вращения. Он относится к точке groupC2v. Спектр ИК пропан является результатом колебательно-вращательного режимов C □ C, CH2, CH3 групп. Он имеет 27 колебательных мод; ИК-спектр разделен на две отдельные полосы, см. таблицу С.7. Band 2 соответствует валентным

13.1.42. Таблица С.7: Спектральные полосы C3H8 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 295 \text{ K}) (\text{atm}^{-1}\text{cm}^{-2})$
1	1175	1675	таблица	Изгибание CH3	121
2	2550	3375	таблица	Растяжение CH3, CH2	1186

13.1.43. CH3 и CH2 и является самым сильным из всех пропана поглощающие полосы. По тем же условиям, Band 1 имеет гораздо более низкий интегральной интенсивности группе. Все пропан данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 295 К до 1009 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических пропана при общем давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.44. Толуол: C7H8

13.1.45. Толуол имеет только одну плоскость симметрии. Он принадлежит к точечной группе Cs. Спектр ИК толуол является результатом колебательно-вращательного режимов C = C-, CH и CH 3 групп. Он имеет 39 колебательных мод. Для простоты моделирования с использованием статистических моделей узкий диапазон, ИК-спектр был разделен на пять различных групп, см. таблицу С.8. Диапазон 5 соответствует растяжению и CH3 CH, и это является самым сильным поглощать группы.

13.1.46. Таблица С.8: Спектральные полосы C7H8 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 300 \text{ K}) (\text{atm}^{-1}\text{cm}^{-2})$
1	700	805	таблица	Изгибание CH	237
2	975	1175	таблица	Изгибание CH	40
3	1275	1650	таблица	Изгибание CH3	166
4	1650	2075	таблица	C = C Растяжение	101
5	2675	3225	таблица	CH3, CH Растяжение	510

13.1.47. Все толуол данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 300 К до 795 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических толуола при общем давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.48. n-Гептан: C7H16

13.1.49. n-гептан имеет две плоскости симметрии, и две оси вращения. Он относится к группе C2v точки.Н-гептана ИК-спектр результаты колебательно-вращательного режимов C □ C, CH2-и CH3-групп. Он имеет 63 колебательных мод. Для простоты моделирования с использованием статистических моделей узкий диапазон, ИК-спектр был разделен на две отдельные полосы, см. таблицу С.9. Band 2 соответствует растяжению CH3 и CH2 групп,

13.1.50. Таблица С.9: Спектральные полосы C7H16 включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 293 \text{ K}) (\text{atm}^{-1}\text{cm}^{-2})$
1	1100	1800	таблица	Изгибание CH2, CH3	298
2	2250	3275	таблица	Растяжение CH2, CH3	3055

13.1.51. и является самой сильной поглощающей группы. Все n-гептана данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 293 К до 794 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических n-гептана с общей давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.52. Метанол: CH3OH

13.1.53. Метанол имеет только одну плоскость симметрии. Он принадлежит к точечной группе Cs.Метанол ИК-спектр результаты колебательно-вращательного режимов C □ O, OH и CH3 групп. Он имеет 12 колебательных мод.Для простоты моделирования с использованием статистических моделей узкий диапазон, ИК-спектр был разделен на четыре отдельные полосы, см. таблицу С.10. Band 3 соответствует растяжение группы CH3 и является самой сильной поглощающейТаблица С.10: спектральные полосы CH 3 OH, включенных в RADCAL.

13.1.54. Для простоты моделирования с использованием статистических моделей узкий диапазон, ИК-спектр был разделен на четыре отдельные полосы, см. таблицу С.10. Band 3 соответствует растяжение группы CH3 и является самой сильной поглощающей

13.1.55. Таблица С.10: Спектральные полосы CH3OH, включенных в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 293 \text{ K}) (\text{atm}^{-1}\text{cm}^{-2})$
1	825	1125	таблица	Растяжение C – O	593
2	1125	1700	таблица	О	197
3	2600	3225	таблица	Изгибание CH ₃ , OH	684
4	3525	3850	таблица	Растяжение CH ₃ Растяжение OH	112

13.1.56. группы. Все метанол данным ИК-спектра поглощения были получены с высоким разрешением экспериментов FTIR при температуре в диапазоне от 293 К до 804 К. спектральных коэффициентов поглощения были получены путем подгонки экспериментальных спектральный коэффициент пропускания однородного столба изотермических метанола при общем давлении 1 атм использованием Гуди модели.

13.1.57. Метилметакрилат: C₅H₈O₂

13.1.58. Метилметакрилат или MMA имеет наиболее сложных ИК-спектр всех видов топлива, представленных выше. С 15 атомов, она имеет 39 колебательных мод. MMA ИК-спектр результаты колебательно-вращательного режимов C – O, C = O, C = C, CH₂-и CH₃-групп. Для простоты моделирования с использованием статистических моделей узкий диапазон, ИК-спектр был разделен на шесть различных групп, см. таблицу С.11. Band 3 соответствует растяжению C – O группе и имеет самую высокую интегральную интенсивность группы. Все MMA данным ИК-спектра поглощения были получены от высокого разрешения с ИК-Фурье эксперименты температурах от 396 К до 803 К.

13.1.59. Таблица С.11: Спектральные полосы C₅H₈O₂ включены в RADCAL.

Полоса #	Границы (см-1)		Метод	Задание	$\alpha(T = 396 \text{ K}) (\text{atm}^{-1}\text{cm}^{-2})$
1	750	875	таблица	Изгибание CH ₂	42
2	875	1050	таблица	Изгибание CH ₂	131
3	1050	1250	таблица	Растяжение C – O	800
4	1250	1550	таблица	Изгибание CH ₃	490
5	1550	1975	таблица	Растяжение C=C, C=O	538
6	2650	3275	таблица	Растяжение CH ₂ , CH ₃	294

13.1.60. Спектральные коэффициенты поглощения были получены путем подгонки экспериментальной спектральной пропускной способности однородной колонны изотермического MMA при общем давлении 1 атм, используя модель Гуди.

13.1.61. Статистические модели узкой полосы

13.1.62. В данном разделе кратко представлены статистические модели, используемые для получения большей части коэффициентов поглощения инфракрасного спектра веществ в виде таблицы при различных температурах, $\bar{\kappa}_i(\omega, T)$. Модели узкой полосы используются вместо построчных моделей для представления инфракрасного спектра излучающих веществ в технических целях. В узком подходе группы, весь спектр разделен на небольшие спектральные полосы (обычно несколько сантиметров $\square$ 1), а также различные статистические подходы, используемые для расчета средние радиационные свойства в этих узких полос. Две основные модели представлены ниже: модель Эльзассера и Гуди модели. Обе модели предполагают Лоренца линий.

13.1.63. Модель Эльзассера подразумевает, что все линии имеют одинаковую форму, прочность и находятся на равноудаленном расстоянии друг от друга. В данной модели, спектральная прозрачность, $\bar{\tau}_\omega$, однородного изотермической колонны, заполненную только часть газа веществ i , при общем давлении P_T и с оптической длины пути $U = P_i L$ (L соответствует столбцу физической длины и P_i , парциальному давлению участвующих излучающих веществ порядка i), задано выражением:

$$\bar{\tau}_\omega = 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\pi \bar{\kappa}_i} U}{\sqrt{1 + \frac{\pi \bar{\kappa}_i U}{4 \bar{\gamma}_i P_T}}} \right) \quad (\text{C.11})$$

где $\bar{\gamma}_i$ – параметр спектральной хорошей структуры узкой полосы. Его единицы представлены в atm-

1. $\bar{\kappa}_i$ – спектральный коэффициент поглощения узкой полосы. Его единицы представлены в atm-1cm-

1. Модель Гуди предполагает, что все линии имеют одинаковую форму, но случайно расположен

внутри узкой полосы, и их прочность линии соответствует экспоненциальному распределению. Для этой модели, спектральный коэффициент пропускания задается выражением:

$$\bar{\tau}_{\omega} = \exp \left(- \frac{\bar{\kappa}_i U}{\sqrt{1 + \frac{\bar{\kappa}_i U}{4\bar{\gamma}_i P_T}}} \right) \quad (\text{C.12})$$

13.1.64. Для обеих моделей, два спектральных количественных значения узких полос веществ порядка i ($\bar{\kappa}_i$ и $\bar{\gamma}_i$) получают либо из линия за линией расчетов или путем подгонки экспериментальных данных. Примечание: Для всех табличных данных, линейная интерполяция К – Я и г – I температуры и / или в волновое осуществляется RADCAL когда это необходимо. Если температура запрашивается из табличных данных диапазона, то данные на ближайшей температуры используются.

14. ПРИЛОЖЕНИЕ D. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ УГАСАНИЯ ПЛАМЕНИ

14.1.1. Фредерик В. Моурер, Департамент проектирование пожарной безопасности, Университет Мэриленда

14.1.2. Диффузионное пламя погруженное в атмосферу искаженных погасят перед употреблением все свободного кислорода из атмосферы. Классическим примером такого поведения является свеча горит внутри перевернутой банки. Эта же концепция была применена в FDS для определения условий, при которых температуру воздуха концентрация кислорода больше не будет поддерживать диффузионного пламени. В этом приложении, критические адиабатического пламени Температура концепция используется для оценки местного окружающего концентрация кислорода, при котором исчезновение произойдет.

14.1.3. Рассмотрим регулятор громкости характеризуется объемной температуры, T_m , массы, m , средняя удельная теплоемкость, C_p , а доля массы кислорода, Y_{O_2} . Полное сгорание кислорода в регулировки громкости выпустит количество энергии определяется по формуле:

$$Q = m \hat{Y}_{O_2} \left(\frac{\Delta H}{r_{O_2}} \right) \quad (D.1)$$

14.1.4. где $\Delta H = R_{O_2}$ имеет относительно постоянную величину приблизительно 13100 кДж/кг для большинства видов топлива, представляющих интерес для приложений огня¹. В адиабатических условиях, энергия, выделяемая при сгорании доступного кислорода в пределах контроля объема повысит основную температуру газов в объем контроля на сумму, равную:

$$Q = m \bar{c}_p (T_f - T_m) \quad (D.2)$$

14.1.5. Среднее значение теплоемкости газов в пределах регулируемого объема может быть рассчитано на основе состава продуктов горения, как:

$$\bar{c}_p = \frac{1}{(T_f - T_m)} \sum_{\alpha} \int_{T_m}^{T_f} c_{p,\alpha}(T) dT \quad (D.3)$$

14.1.6. Для упрощения анализа продуктов горения, как предполагается, имеют среднюю удельную теплоемкость в температурном диапазоне, представляющем интерес. Отношение между фракцией массы кислорода в регулировки громкости и адиабатическое повышение температуры регулировки громкости оценивается путем приравнивания уравнений (D.1) и (D.2):

$$\hat{Y}_{O_2, \text{lim}} = \frac{\bar{c}_p (T_f - T_m)}{\Delta H / r_{O_2}} \quad (D.4)$$

14.1.7. Если $\hat{Y}_{O_2} < \hat{Y}_{O_2, \text{lim}}$, то возгорание не допускается и $\Delta \hat{Y}_F$ устанавливается на 0.

14.1.8. Замечание В качестве примера, критическая температура адиабатического пламени можно предположить, что имеет постоянное значение около 1700 К для диффузии углеводородного пламени, как это было предложено Бейлер². Продукты сгорания могут иметь среднюю удельную теплоемкость 1,2 кДж / (кг ° К), который является значением же, как азот, основным компонентом продуктов. Затем, соотношение между предельной доли кислорода массы и температуры в объеме регулировки громкости определяется по формуле:

$$\hat{Y}_{O_2, \text{lim}} = \frac{\bar{c}_p (T_{f, \text{lim}} - T_m)}{\Delta H / r_{O_2}} \approx \frac{1.2(1700 - T_m)}{13100} \quad (D.5)$$

14.1.9. Для регулировки громкости при температуре 300 К, т. е. вблизи комнатной температуры, предельная доля массы кислорода будет равно $Y_{O_2, \text{lim}} = 0.128$. Это значение соответствует измерениям Морхарт, Зукоски и Кубота³ которые измеряли концентрацию кислорода на исчезновение пламени путем разбавления воздуха с продуктами сгорания. Они обнаружили, что пламя самозатухающий при концентрациях кислорода на 12,4% до 14,3%. Следует отметить, что их результаты выражены как объем, не массы, фракций. Глава Beyer в SFPE Руководство ссылается на другие исследователи, которые измеренная концентрация кислорода на вымирание от 12% до 15%.

1 -С. Хаггетт, «Оценка скорости тепловыделения при помощи потребление кислорода», Огонь и материалы, Том 12, с. 61-65, 1980.

2 - С. Бейлер, «Концентрационные пределы распространения пламени предварительно смешивают и диффузионные пламена», SFPE Справочник проектирование пожарной безопасности (3-е изд.), Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, МА, 2003.

3 - Морхарт, Дж., Зукоски Е., Кубота, Т., «Характеристики больших диффузионных пламен Жжение в искаженных Атмосфера», Третий международный симпозиум по пожарной безопасности науки, Elsevier Science Publishers, стр. 575-583, 1991.

15. ПРИЛОЖЕНИЕ Е. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕГРАЦИИ СЛОЖНОЙ ХИМИИ

15.1.1. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений используются для сложных химии (например, многоступенчатые реакции, обратимые реакции), FDS использует второго порядка Рунге-Кутты (RK2) схемы в качестве основы для ее численного интегратора. Как обсуждается ниже, схема дополнена экстраполяцией Ричардсона, что повышает точность до четвертого порядка и обеспечивает средства контроля ошибок.

15.1.2. Наша цель заключается в интеграции ODE

$$\frac{dY}{dt} = f(Y) \quad (\text{E.1})$$

где $f(Y)$ представляет собой закон о скорости реакции и Y представляет собой часть массовых видов (температура зависимость скорости закона замораживают при начальном условии). Полный интервал времени FDS временным шагом, Δt , и итерации подшаг является Δt . Схема RK2 задается

$$Y^* = Y^k + \Delta t^k f(Y^k)$$
$$Y^{k+1} = \frac{1}{2}(Y^k + Y^* + \Delta t^k f(Y^*)) \quad (\text{E.2})$$

15.1.3. Здесь к итерации индекса. Количество дополнительных интервалов времени определяется контроллер ошибок, как описано ниже. Эта схема второго порядка является усовершенствованием первого порядка явной схемы используются для простых химии. В целях поддержания стабильности для жестких задач, однако, неразрешимых количество временных шагов может потребоваться.

15.1.4. Экстраполяция Ричардсона

15.1.5. Чтобы решить эту проблему, мы используем экстраполяцию Ричардсона. Экстраполяция Ричардсона увеличивает порядок точности и обеспечивает средства контроля ошибок. Предположим, что имеется точное решение A , выраженное численном приближении, с помощью интервала h , таким образом, что ошибка, $A - A(h)$, может быть представлена в виде многочленного расширения h . Для двух различных интервалов h и $h/2$, мы можем записать следующее:

$$A_1 = A(h) + \underbrace{a_1(h) + a_2(h)^2 + \theta(h^3)}_{\theta(h)} \quad (\text{E.3})$$

$$A_2 = A\left(\frac{h}{2}\right) + \underbrace{a_1\left(\frac{h}{2}\right) + a_2\left(\frac{h}{2}\right)^2 + \theta(h^3)}_{\theta(h)} \quad (\text{E.4})$$

15.1.6. Здесь подстрочный символ A представляет деления временного шага h , где A_1 занимает $h/1$ шага, A_2 занимает $h/2$ шага, и так далее. Значения a_1 могут быть исключены путем вычитания уравнения (E.3) из двойного уравнения (E.4):

$$A = 2A_2 - A_1 = 2A\left(\frac{h}{2}\right) - A(h) + \underbrace{a_2\left(\frac{h}{2}\right)^2 + \theta(h^3)}_{\theta(h^2)} \quad (\text{E.5})$$

в результате чего получено решение с погрешностью более высокого порядка.

15.1.7. Тот же метод применяется к схеме Рунге-Кутты второго порядка с тремя частичными интервалами: h , $h/2$ и $h/4$. Поскольку схема RK2 изначально была схемой второго порядка, трехступенчатая экстраполяция Ричардсона дает решение четвертого порядка [98]:

$$A = \frac{4A_4 - A_2}{3} + \theta(h^4) \quad (\text{E.6})$$

15.1.8. В уравнении (E.6), A представляет собой значение обновленного времени концентраций веществ в смешанной зоне реактора, $\hat{Y}_\alpha$, как указано в уравнении (5.54).

15.1.9. Контроль ошибок

15.1.10. В дополнение к увеличению порядка погрешности численного схемы экстраполяции Ричардсона также обеспечивает оценку величины ошибки. Эта оценка рассчитывается с помощью разложения в ряд Тейлора:

$$error \approx \frac{1}{15} \left(\frac{4A_4 - A_2}{3} - \frac{4A_2 - A_1}{3} \right) \quad (E.7)$$

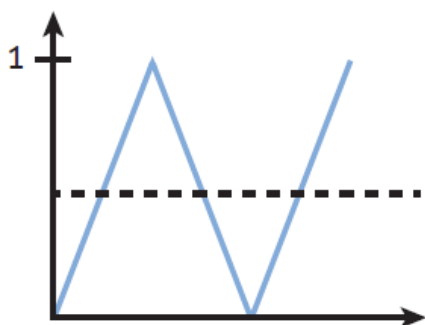
15.1.11. Временной шаг (Δt_{new}), необходимый для поддержания установленной / допустимой ошибки (err_tol) может быть рассчитан используя локальную погрешность ($error$), текущий временной шаг (Δt), и порядок ошибки в схеме численной интеграции, в данном случае четвертого порядка:

$$\Delta t_{new} = \Delta t \left(\frac{err_tol}{error} \right)^{1/4} \quad (E.8)$$

15.1.12. Уравнение (E.8) показывает, что если оценка погрешности велика относительно допуска, то новый временной шаг уменьшается, в то время как если погрешность мала, то новый временной шаг увеличивается. Эта динамическая схема стейпинг время улучшает вычислительную эффективность, поскольку она позволяет интегратору принять крупнейший шаг по времени возможны ограниченные либо допуска ошибки или глобальный шаг времени моделирования, таким образом, требуется минимизировать общее число шагов интегрирования.

15.1.13. Всего Изменение схемы решения жестких химии

15.1.14. Жесткость, связанные с фронтом пламени осуществляется с помощью контроллера ошибки и переменные шаговый время обсуждалось выше. Схемы обсуждаются в этом разделе автоматически определяет химическое равновесие, явного интегрирования, который также является жесткая задача. Даже с контролем ошибок, численное решение может проявлять численные колебания между пределы допуска ошибки. Это нежелательное состояние, которое часто происходит в случаях с конкурирующими или обратимые реакции.



15.1.15. Рис. E.1: Иллюстрация количество колеблется между 0 и 1 об фиксированное значение.

15.1.16. Если значения колеблются вокруг фиксированного значения ограниченного допуска на ошибки, интегратор делает дополнительную работу, продолжая рассчитать каждое колебание в пределах временного шага. Чтобы свести к минимуму затраты вычислительных ресурсов, в общей вариации (TV) схема была разработана. Эта схема рассматривает различия в массовых долях веществ в четырех последовательных суб-временных шагов. В этой точке четыре трафарета есть три отличия для каждой фракции массовых видов. ТВ схема сравнивает абсолютное значение суммы разностей к сумма абсолютных величин разностей. Для монотонной функцией, должно выполняться условие:

$$\sum_{i=1}^4 |Y(i+1) - Y(i)| = \left| \sum_{i=1}^4 (Y(i+1) - Y(i)) \right| \quad (E.9)$$

15.1.17. Читателя, незнакомого с понятием "изменение данных" должны остановиться и подумать об этом на мгновение. Он говорит, что, независимо от других сложностей, монотонность ограничений (без колебаний) является достаточной гарантией условия, указанного в уравнении (E.9). Следствием является то, что если уравнение (E.9) не выполняется, то мы гарантированно иметь определенный уровень колебаний.

15.1.18. Состояние, которое соответствует крайнем случае повторяющихся колебаний между границами допуска на ошибки для наших четырех трафаретов Дело в том,

$$\sum_{i=1}^4 |Y(i+1) - Y(i)| = 3 \left| \sum_{i=1}^4 (Y(i+1) - Y(i)) \right| \quad (E.10)$$

15.1.19. Это показано на рис. Е.1, которая показывает количество колеблется между 0 и 1 вокруг неподвижной точки. Мы можем сравнить сумму абсолютного значения разностей между четырьмя точками,

$$\sum_{i=1}^4 |Y(i+1) - Y(i)| = |1-0| + |0-1| + |1-0| = 3 \quad (\text{Е.11})$$

на абсолютное значение суммы разностей,

$$\left| \sum_{i=1}^4 (Y(i+1) - Y(i)) \right| = |(1-0) + (0-1) + (1-0)| = 1 \quad (\text{Е.12})$$

15.1.20. Соотношение уравнения (Е.11) и уравнения (Е.12) равно 3, что означает, что эти данные колеблется. Для реализации этой схемы в FDS, вместо сравнения напрямую к 3, мы используем значение 2.5, поскольку деление с плавающей точкой не может возвращать значение равное 3. Если колебания были определены, то значения на четвертой точке в трафарет заморожены и стать конечным значениями в конце Шаг интегрирования по времени. Это предотвращает ненужную подвременной шаги, предпринимаемые интегратора. Поскольку ошибки контроллер ограничивающего раствора, любое из значений в пределах трафарет также находится в пределах допуска ошибки и, следовательно, приемлемо.

16. ПРИЛОЖЕНИЕ F. КОРРЕКЦИЯ СКАЛЯРНОЙ ОГРАНИЧЕННОСТИ

16.1.1. Дифференцирование централи второго порядка значения адвекции в скалярном уравнении переноса приводит к отклонениям, вызванным дисперсией (ложные колебания), и эти ошибки, если не будут исправлены, могут привести к невозможности физической реализации скалярных полей, например, отрицательным значениям плотности. Чтобы это предотвратить, FDS использует коррекцию ограниченности скалярных полей после шага явного переноса. Коррекция, представленная ниже, действует локально и эффективно добавляет минимальное количество диффузии, необходимое для предотвращения нарушений ограниченности. Данная коррекция не приводит уменьшению полной вариации (TVD) схемы скалярного переноса, она служит только для коррекции ограниченности. Подобные схемы используются в других работах (например, [99]).

16.1.2. По умолчанию FDS использует схему переноса уменьшения полной вариации (TVD) (Superbee [18] для LES и CHARM [19] для DNS).

16.1.3. Данные схемы уменьшения полной вариации (TVD) применяются при шаге переноса и каждая может быть показана в качестве уменьшения полной вариации (TVD) в одном измерении при определенных ограничениях критерия КФЛ. Однако, за исключением схемы Годунова, доказательства уменьшения полной вариации (TVD) не распространяются на три измерения [20]. Тем не менее, эти схемы сделать гораздо лучше, чем чистые центральные разностные на сглаживание дисперсии ошибки. Обратите внимание, что даже при том, что схемы уменьшения полной вариации (TVD) применяются, FDS все равно проверяет ограниченности на случаи каких-либо небольших нарушений не будут предотвращены ограничителем потока.

16.1.4. Простой пример

16.1.5. Для простоты начнем с рассмотрения минимальных нарушения ограниченности плотности в 1-D. То есть, где-то мы это уже имеем $\rho < \rho_{\min}$. Пусть ρ_i^* обозначает полученную плотность из явного шага переноса для ячейки i , объем которой равен V_i . Наша цель определить коррекции $\delta\rho_i$, которая:

16.1.5.1. удовлетворяет ограниченности, $\rho_i = \rho_i^* + \delta\rho_i \geq \rho_{\min}$ для всех i

16.1.5.2. сохраняет массу, $\sum_i \delta\rho_i V_i = 0$

16.1.5.3. минимизирует вариативность данных, $\sum_i |\delta\rho_i|$ (т. е., мы изменяем поле как можно меньше)

16.1.6. Основная идея заключается в применении линейного сглаживающего оператора, ℓ , к плотности поля в зонах, где имели место нарушения ограниченности. Таким образом, коррекция может рассматриваться как явный шаг диффузии, применяемый к неисправленному полю с коэффициентом диффузии, c :

$$\rho = \rho^* + c\ell(\rho^*) \quad (\text{F.1})$$

16.1.7. В целях упрощения, представим на минуту, что значение плотности в ячейке i отрицательно, однако значения плотности в ячейках $i - 1$ и $i + 1$ оба благополучно находятся в нужных пределах (такое случается в большинстве случаев при ошибке дисперсии). Поэтому нам нужна коррекция, которая вычитает массу из $i - 1$ и $i + 1$ и перемещает ее к i , чтобы восполнить недостаток. Нам известно, что для ячейки i минимальное изменение массы и, следовательно, минимальная коррекция, которая удовлетворит ограниченность, является $\delta\rho_i = \rho_{\min} - \rho_i^*$. Оператор ℓ принимает форму стандартного дискретного оператора Лапласа. Коррекция для ячейки i проста:

$$\begin{aligned} \rho_i &= \rho_i^* + \delta\rho_i \\ &= \rho_i^* + \rho_{\min} - \rho_i^* \\ &= \rho_i^* + c_i(\rho_{i-1}^* - 2\rho_i^* + \rho_{i+1}^*) \quad (\text{F.2}) \end{aligned}$$

16.1.8. Сравнивая второй и третьей строке, находим, что коэффициент диффузии имеет вид

$$c_i = \frac{\rho_{\min} - \rho_i^*}{\rho_{i-1}^* - 2\rho_i^* + \rho_{i+1}^*} \quad (\text{F.3})$$

16.1.9. На основе третьей линии (F.2), поправка на ячейке i можно рассматривать как сумму двух массовых потоков от соседних ячеек. Изменение массы ячейки i равно $\delta m_i = \delta\rho_i V_i$ и уравнивается изменением массы ячеек $i - 1$ и $i + 1$:

$$\delta m_{i-1} = -c_i(\rho_{i-1}^* - \rho_i^*)V_i$$

$$\delta m_{i-1} = -c_i(\rho_{i+1}^* - \rho_i^*)V_i$$

16.1.10. В этом случае сумма массовых поправок равна нулю, по желанию:

$$\begin{aligned} \sum_{j=i-1}^{i+1} \delta m_j &= \delta \rho_{i-1} V_{i-1} + \delta \rho_i V_i + \delta \rho_{i+1} V_{i+1} \\ &= -c_i(\rho_{i-1}^* - \rho_i^*)V_i + c_i(\rho_{i-1}^* - 2\rho_i^* + \rho_{i+1}^*)V_i - c_i(\rho_{i+1}^* - \rho_i^*)V_i \\ &= 0 \end{aligned}$$

16.1.11. Реалистичные примеры

16.1.12. Выше были, чтобы обеспечить простой случай для понимания Основная идея метода коррекции. В реальном случае мы должны учитывать многомерные аспекты проблемы и к тому, что соседние клетки оба могут быть вне закона. Рассмотрим ячейку сетки, плотность которых находится за пределами указанного диапазона. Обозначим эту ячейку «с» для центра. Его объем V_c и плотность ρ_c^* , полученная с помощью схемы переноса. Пусть индекс «n» обозначает любую из шести соседних ячеек (другими словами, только включая ячейки, соприкасающиеся границами с ячейкой с). Нам необходимо исправить любые нарушения ограниченности для ячейки с путем сдвига массы в пользу или от соседних ячеек n:

$$\rho_c = \rho_c^* + \delta \rho_c ; \rho_n = \rho_n^* + \delta \rho_n \quad (F.4)$$

16.1.13. Сначала мы определяем общее количество массы, которое хотим сместить:

$$m_c = |\rho_c^* - \rho_{cut}^*| V_c \quad (F.5)$$

где ρ_{cut} – подходящая верхняя или нижняя границы плотности. Количество массы каждой соседней ячейки могут вмещать, не выходя за пределы диапазона:

$$m_n = |\min[\rho_{max}, \max[\rho_{min}, \rho_n^*]] - \rho_{cut}| V_n \quad (F.6)$$

16.1.14. Члены коррекции, гарантирующие сохранение массы ($V_c \delta \rho_c = -\sum V_n \delta \rho_n$), являются:

$$\delta \rho_c = \pm \min [m_c, \sum m_n] / V_c ; \quad \delta \rho_n = \mp \min \left[\frac{m_c}{\sum m_n}, 1 \right] m_n / V_n \quad (F.7)$$

16.1.15. Далее, чтобы исправить массовые доли веществ, которые выходят за границы допустимого, мы следуем точно такой же процедуре.

$$Z_c = Z_c^* + \delta Z_c ; Z_n = Z_n^* + \delta Z_n \quad (F.8)$$

16.1.16. Определим количество массы веществ, которые мы хотим сместить:

$$m_c = |Z_c^* - Z_{cut}| \rho_c V_c \quad (F.9)$$

где Z_{cut} равно 0 или 1. Количество массы веществ, которое может вместить каждая соседняя ячейка, не выходя за пределы диапазона составляет:

$$m_n = |\min [1, \max[0, Z_n^*]] - Z_{cut}| \rho_n V_n \quad (F.10)$$

16.1.17. Поправочные члены, которые гарантируют сохранение массы ($V_c \rho_c \delta Z_c = -\sum V_n \rho_n \delta Z_n$), являются:

$$\delta Z_c = \pm \min [m_c, \sum m_n] / (\rho_c V_c) ; \quad \delta Z_n = \mp \min \left[\frac{m_c}{\sum m_n}, 1 \right] m_n / (\rho_n V_n) \quad (F.11)$$

17. ПРИЛОЖЕНИЕ G. ПЕРЕДАЧА ИМПУЛЬСА ЖИДКИХ ЧАСТИЦ

17.1.1. Траектории лагранжевых частиц в FDS могут быть рассчитаны с помощью интеграции Эйлера. Однако вперед-Эйлера импульс интеграции извлекает из ячейки каждой частицы начала дьюма Это может привести к большим изменениям в области потока, если шаг по времени не крайне мала. Чрезвычайно малое время шагом должно быть необходимым для стабильности. На этот раз шаг позволит значительно замедлить расчета. Следовательно, стабильной, пошаговый приближенное решение разработано и реализовано в FDS.

17.1.2. В данной формулировке не учитываются два воздействия. Во-первых, воздействие изменения в массе капли между временными шагами. Испарение капли не связано с этой моделью. Это вполне оправдано, поскольку изменения массы капли за временной шаг ничтожно мало. Вторым пренебрегаемым воздействием является изменение коэффициента сопротивления между временными шагами. Это оправдано вследствие значительных неопределенностей в коэффициентах сопротивления. Моделирование производной времени коэффициента сопротивления не улучшит точности выше этих неопределенностей, однако замедлит процесс моделирования.

17.1.3. Относительные значения скорости

17.1.4. Пусть m_p обозначает массу частицы, u – скорость частицы, A_p – площадь поперечного сечения частицы, C_d – коэффициент сопротивления частицы, ρ – плотность массы жидкости, U – скорость жидкости вокруг частицы, V_g – объем, занимаемый на жидкостью в ячейке, а $M \equiv \rho V_g$ – массу жидкости ячейки, n_p – число частиц в ячейке, $M \equiv M / n_p$ – среднее значение массы жидкости на одну частицу в ячейке, а g – вектор гравитационного ускорения.

17.1.5. Уравнения движения частиц и жидкости сформулированы в следующем виде в соответствии со вторым законом Ньютона:

$$m_p \frac{du}{dt} = -\frac{1}{2} \rho C_d A_p (u - U) |u - U| + m_p g \quad (G.1)$$

$$M_p \frac{dU}{dt} = -\frac{1}{2} \rho C_d A_p (u - U) |u - U| \quad (G.2)$$

17.1.6. Стоит отметить, что в уравнении для жидкости (G.2) отсутствует значение тяжести. Это значение тяжести включено в уравнения Навье-Стокса, включить его здесь было бы излишним. Также отметим, что подъем не здесь не включен.

17.1.7. Если мы определим $u_r \equiv u - U$ как относительную скорость между жидкостью и частицы, мы можем найти одно уравнение для относительной скорости путем деления обоих уравнений на соответствующие им массы (т.е. m_p и M_p) и затем вычитая из первого второе. В результате получим

$$\frac{du_r}{dt} = -\frac{1}{2} \rho C_d A_p \left(\frac{1}{m_p} + \frac{1}{M_p} \right) u_r |u_r + g| \quad (G.3)$$

17.1.8. Вышеприведенное уравнение может быть кратко записано следующим образом:

$$\frac{du_r}{dt} = -K_p u_r |u_r| + g \quad ; \quad K_p \equiv \frac{1}{2} \rho C_d A_p \left(\frac{1}{m_p} + \frac{1}{M_p} \right) \quad (G.4)$$

17.1.9. Следует отметить, что подстрочные показатели p были опущены в элементе u_r для удобства. Подстрочный показатель p также будет опущен в некоторых других переменных далее для удобства.

17.1.10. Это уравнение сопротивления, которое не имеет решения в отношении элементарных функций. Наш подход в первую очередь находит решение пренебрегая тяжестью, а затем добавляет серию для значений тяжести. $u_r \equiv u_d + u_g$ представляет собой разложение u_r . Оба значения, u_d и u_g , имеют одинаковое начальное условие, $u_r(0) \equiv u_d(0) - U_p(0)$. Значение u_d удовлетворяет уравнение сопротивления без тяжести, в частности:

$$\frac{du_d}{dt} = -K_p u_d |u_d| \quad (G.5)$$

17.1.11. Решение зависит от следующих начальных условий:

$$u_d = \frac{u(0) - U(0)}{1 + \beta_p t} ; \beta_p \equiv K_p |u_r(0)|. \quad (G.6)$$

17.1.12. Разложим u_r , чтобы найти решение для серии u_g с серией Тейлора. Функцию u_g можно записать $u_g = u_r - u_d$, таким образом, дифференциальное уравнение для u_g является:

$$\frac{du_d}{dt} = -K_p (u_r |u_r| - u_d |u_d|) + g ; u_g(0) = u_r(0) - u_d(0) = 0. \quad (G.7)$$

17.1.13. Серия Тейлора для u_g при $t=0$ составляет:

$$u_g = u_g(0) + t \frac{du_g}{dt}(0) + \frac{t^2}{2} \frac{d^2 u_g}{dt^2}(0) + \frac{t^3}{6} \frac{d^3 u_g}{dt^3}(0) + \dots \quad (G.8)$$

17.1.14. Теперь задача состоит в том, чтобы найти производные u_g при $t=0$. Первая производная, $du_g/dt(0)$, как можно увидеть при наблюдении, представляет собой g , как и следовало ожидать из решения без сопротивления. Вторая производная является более сложной, и мы находим следующее:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_g}{dt^2} &= -K_p \frac{d}{dt} (u_r |u_r| - u_d |u_d|) + \frac{dg}{dt} = -K_p \left(|u_r| \frac{du_r}{dt} + u_r \frac{d|u_r|}{dt} - |u_d| \frac{du_d}{dt} - u_d \frac{d|u_d|}{dt} \right), \\ \frac{d^2 u_g}{dt^2}(0) &= -K_p \left(|u_r(0)| \frac{du_r}{dt}(0) + u_r(0) \frac{d|u_r|}{dt}(0) - |u_d(0)| \frac{du_d}{dt}(0) - u_d(0) \frac{d|u_d|}{dt}(0) \right). \end{aligned} \quad (G.9)$$

17.1.15. Значения $du_r/dt(0)$ и $du_d/dt(0)$ равны

$$\begin{aligned} \frac{du_r}{dt}(0) &= -K_p u_r(0) |u_r(0)| + g, \\ \frac{du_d}{dt}(0) &= -K_p u_r(0) |u_r(0)|. \end{aligned}$$

17.1.16. Теперь необходимо определить производную нормы L_2 . Можно показать, что для произвольного вектора a ,

$$\frac{d|a|}{dt} = \left(\frac{a}{|a|} \right) \cdot \frac{da}{dt}.$$

17.1.17. Производные векторных норм можно записать в виде

$$\frac{d|u_r|}{dt} = \left(\frac{u_r}{|u_r|} \right) \cdot \frac{du_r}{dt} = \left(\frac{u_r(0)}{|u_r(0)|} \right) \cdot (-K_p u_r(0) |u_r(0)| + g) \quad (G.10)$$

$$\frac{d|u_d|}{dt} = \left(\frac{u_d}{|u_d|} \right) \cdot \frac{du_d}{dt} = \left(\frac{u_r(0)}{|u_r(0)|} \right) \cdot (-K_p u_r(0) |u_r(0)|) \quad (G.11)$$

17.1.18. После того как все это записано и расширено, вторая производная u_g при $T = 0$, определяется как:

$$\frac{d^2 u_g}{dt^2}(0) = -K_p \left[u_r(0) \left(\frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|} \right) + g |u_r(0)| \right] = -\beta_p \left[u_r(0) \left(\frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|^2} \right) + g \right] \quad (G.12)$$

17.1.19. В нем представлен член, параллельный начальной относительной скорости и член, параллельный вектору гравитационного ускорения.

17.1.20. Объединив, все эти члены, мы можем определить u_g

$$u_g = gt - \frac{\beta_p t^2}{2} \left[u_r(0) \left(\frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|^2} \right) + g \right] + \theta(t^3) \quad (G.13)$$

17.1.21. Объединив уравнения (G.6) и (G.13), получаем решение для u_r

$$u_r = \frac{u_r(0)}{1 + \beta_p t} + gt - \frac{\beta_p t^2}{2} \left[u_r(0) \left(\frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|^2} \right) + g \right] + \theta(t^3); \quad \beta_p \equiv K_p |u_r(0)|. \quad (G.14)$$

17.1.22. Значения скорости и положения частиц

17.1.23. Результаты предыдущего раздела не приносят пользы напрямую, если не известно $U(t)$. Значение $U(t)$ может быть найдено с помощью закона сохранения импульса, что приводит к решению для значений скорости и положения частиц.

17.1.24. Жидкости и частицы могут набирать или терять импульс вследствие силы тяжести. Импульс обмена силами сопротивления между жидкостью и частицы, которая не меняется суммарный импульс системы. Как гравитация является единственной силой, которая может изменить динамику, производная по времени от жидких частиц системы импульс миль на галлон по второму закону Ньютона, поэтому мы можем написать

$$m_p u + M_p U = -m_p u(0) + M_p U(0) + m_p gt, \quad (G.15)$$

$$u + \alpha_p U = u(0) + \alpha_p U(0) + gt; \quad \alpha_p = \frac{M_p}{m_p}. \quad (G.16)$$

17.1.25. Решение для U приводит к следующему уравнению:

$$U + \frac{u_r(0)}{1 + \beta_p t} + u_g + \alpha_p U = u(0) + \alpha_p U(0) + gt$$

$$U = \frac{u(0) + \alpha_p U(0) + gt - u_g}{1 + \alpha_p} - \frac{u_r(0)}{(1 + \beta_p t)(1 + \alpha_p)}. \quad (G.17)$$

17.1.26. Уравнение (G.17) можно подставить в уравнение (G.14), чтобы получить решение для u .

$$u = U + \frac{u(0) - U(0)}{1 + \beta_p t} + u_g$$

$$= \frac{u(0) + \alpha_p U(0) + gt - u_g}{1 + \alpha_p} - \frac{u(0) - U(0)}{(1 + \beta_p t)(1 + \alpha_p)} + \frac{u(0) - U(0)}{1 + \beta_p t} + u_g$$

$$= \frac{u(0)}{1 + \beta_p t} - \frac{(u(0) + \alpha_p U(0))\beta_p t}{(1 + \beta_p t)(1 + \alpha_p)} + \frac{gt + \alpha_p u_g}{1 + \alpha_p}$$

$$u = \frac{u(0)}{1 + \beta_p t} - \frac{(u(0) + \alpha_p U(0))\beta_p t}{(1 + \beta_p t)(1 + \alpha_p)} + gt - \frac{\alpha_p \beta_p t^2}{2(1 + \alpha_p)} \left[u_r(0) \frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|^2} + g \right] + \theta(t^3) \quad (G.18)$$

17.1.27. Интегрирование уравнения (G.18) приводит к уравнению для положения частиц,

$$x = x_p(0) + \left(\frac{(u(0) + \alpha_p U(0))}{(1 + \alpha_p)} \right) t - \frac{\alpha_p (u(0) - U(0))}{\beta_p (1 + \alpha_p)} \ln(\beta_p t + 1) + \frac{gt^2}{2} - \frac{\alpha_p \beta_p t^2}{6(1 + \alpha_p)}$$

$$\left[u_r(0) \left(\frac{u_r(0) \cdot g}{|u_r(0)|^2} \right) + g \right] + \theta(t^4) \quad (G.19)$$

17.1.28. Реализация в FDS

17.1.29. Следующие решения используются для продвижения частиц позиций вперед во времени Δt как обычная разностная схема. Точное решение используется в случае отсутствия сопротивления.

$$u^{n+1} = \frac{u^n}{1 + \beta_p \Delta t} + \frac{(u^n + \alpha_p U^n) \beta_p \Delta t}{(1 + \beta_p \Delta t)(1 + \alpha_p)} + g \Delta t - \frac{\alpha_p \beta_p (\Delta t)^2}{2(1 + \alpha_p)} \left[u_r^n \left(\frac{u_r^n \cdot g}{|u_r^n|^2} \right) + g \right] \quad (G.20)$$

$$x^{n+1} = x^n + \left(\frac{u^n + \alpha_p U^n}{(1 + \alpha_p)} \right) \Delta t + \frac{\alpha_p (u^n - U^n)}{\beta_p (1 + \alpha_p)} \ln(\beta_p \Delta t + 1) + \frac{g(\Delta t)^2}{2} \quad (G.21)$$

$$\alpha_p \equiv \frac{\rho V_g}{m_p n_p}$$

$$\beta_p \equiv \frac{1}{2} \rho C_g A_p \left(\frac{1}{m_p} + \frac{1}{M_p} \right) |u_r(0)|$$

17.1.30. На первый взгляд, теоретическая точность исходного уравнения для x^{n+1} , уравнение (G.19), является $\theta(\Delta t^3)$. Однако вычисление показывает, что на самом деле она представляет собой $\theta(\Delta t^2)$. Это происходит вследствие ошибки скорости, снижающей общую точность определения местоположения. Значение Δt^3 , следовательно, может быть снижено от уравнения (G.19) без потери точности. Более подробную информацию об этом можно получить в главе о лагранжевых частицах в Руководстве FDS о верификации [30].

18. ПРИЛОЖЕНИЕ Н. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

- 18.1.1. Скорость горения пожаров жидкого пролива частично зависит от конвективного и излучающего теплообмена от пламени к поверхности топлива. Для крупных пожаров пролива, преобладает теплообмен излучением. Были проведены исследования для определения спектра испускаемого излучения [100], а также для характеристики поглощения излучения газов в пламени [101]. В зависимости от топлива, световое излучение может быть поглощено на поверхности или в глубине. Для таких видов топлива, как древесина, большая часть случайного излучения поглощается в тонком слое вблизи поверхности. Для полупрозрачных материалов, таких как пластик или жидкие виды топлива, тепловое излучение может проникать глубже. Углубленное поглощение излучения полупрозрачными видами топлива было изучено для РММА [102], полимерных пленок [103] и жидких пожаров пролива [100]. Большинство исследований, связанных с углубленным поглощением излучения в жидкостях рассматривают выкипание жидких пожаров пролива на воде [104]. Влияние углубленного поглощения излучения на испарение капель топлива также получило некоторое внимание [105]. Большинство жидкостей являются высокоселективными поглотителями, поглощающими интенсивно в одних диапазонах длин волн, будучи прозрачными в других. Это приводит к моделям переноса излучения, которые являются дорогими с точки зрения вычисления и для которых экспериментальные данные недостаточны. В данном приложении мы попытаемся охарактеризовать поглощение излучения жидким топливом с помощью эффективных коэффициентов поглощения, похожих на те, которые используются в работах [106] и [107].
- 18.1.2. Если данные о коэффициентах поглощения жидкостей существует в открытой литературе, например, Coblenz данные общества находится на NIST химии WebBook [108], как правило, содержит только данные для длин волн от примерно 2,5 мкм вверх. Большая часть полной энергии в спектре излучения пламени может быть легко содержащейся в длине волны короче 2,5 мкм. Однако спектры поглощения, которые начинаются от 1 мкм существует в течение нескольких жидкостей, в том числе толуолом ([109], [110], [111]), метанола [112], бензол [113] и воды [114]. Кроме того, Ref. [100] включает спектральным разрешением спектры пропускания этанол, гептан, JP-8 и этанола и толуола смесь. Комплекс спектров показателя преломления в течение нескольких дизельное топливо было зарегистрировано в работе. [105]. Различные дизельные топлива имеют немного разные спектры поглощения в связи с разными добавками. Однако данные, представленные в работе. [105], возможно, может быть использована для получения на порядок оценкоэффициент поглощения дизельного топлива.
- 18.1.3. Часто мы не заинтересованы в решении спектра переданного излучения, скорее, нас интересует в моделирование общего переданного излучения. В таких случаях, удобно записывать уравнения переноса излучения с учетом средних коэффициентов поглощения. Это сделано, чтобы избежать трудоемкой интеграции по всем значениям длины волн. По этой причине количество средних коэффициентов поглощения были введены таких как Rosseland-средний коэффициент поглощения и Планка означает коэффициент поглощения. Они соответствуют оптически тонкому приближению и приближению диффузии Росселанда переноса излучения. Коэффициенты поглощения жидкостей в значительной степени зависят от длины волн и даже прозрачны в некоторых областях. В этом случае, средние значения коэффициентов поглощения Планка превышены в несколько раз. Желательно определить эффективный коэффициент поглощения, который пытается повторить поглощение излучения на определенной протяженности пути, на котором поглощается большая часть излучения.
- 18.1.4. Таблица Н.1 перечислены эффективные коэффициенты поглощения для нескольких выбранных жидкостей. Он содержит два типа коэффициентов поглощения. Один тип определяется путем предположения, что входящее излучение является излучением черного тела при температуре 1450 К. Другой тип на основе фактического спектра излучения пламени. Если диапазон волнового числа приведен в списке, то предполагается температура черного тела, равная 1450 К, при расчете передачи. Если диапазон волновых чисел нет приведен в списке, то используются данные передачи из работы [100]. Длина пути составляет 3 мм во всех случаях.
- 18.1.5. Предположение об излучении абсолютно черного тела является достаточным для коптящего пламени, в котором излучение от сажи преобладает над спектром излучения пламени. Это можно видеть из близкие значения коэффициента поглощения, которые были определены для толуола с помощью данных из работы [100] и с помощью предположения об излучении черного тела. Однако для топлива с низким показателем коптящего пламени, входящий спектр излучения значительно отличается от спектра абсолютно черного тела. Это объясняет большую разницу в приведенных коэффициентах поглощения для этанола и метанола. Коэффициент поглощения этанола на основе фактических эмиссионных спектров пламени этанола, в то время как коэффициент поглощения метанол рассчитывается на основании спектра излучения черного тела. Правильное значение для метанола, вероятно, будет ближе к значению этанола.
- 18.1.6. Таблица Н.1: Эффективные коэффициенты поглощения для выбранной жидкости.

Жидкость	Диапазон волнового числа (1/см)	Коэффициент эффективного поглощения, k
JP-8 [100]	-	301.4
Смесь этанола и толуола [100]	-	680.1 1534.3
Этанол [100]	-	187.5
Толуол [100]	436-6500	160.8
Толуол [111]	2-8000	52
Метанол [112]	1-15000	1578
Вода [114]	11.5-6200	123
Бензол [113]		

19. РЕШЕНИЕ ОДНОМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

19.1.1. 1-D уравнения теплопроводности в декартовых координатах:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \dot{q}_s''' \quad (1.1)$$

19.1.2. В цилиндрических и сферических координатах уравнение принимает вид:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r^I} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^I k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \dot{q}_s''' \quad (1.2)$$

где я 1 для цилиндрических и 2 для сферических координатах. Так как при $I = 0$, декартовы формулировка восстанавливается, с этого момента мы будем рассматривать в общем виде уравнение (1.2). Система индексирования используется для дискретизации уравнений показано на Рис. 1.1.

19.1.3. Температура в центре каждой твердой ячейки, T_s ; я, обновляется во временное пользование кривошипно-Николсона схеме:

$$\begin{aligned} (\rho_s c_s)_i \frac{T_{s,i}^{n+1} - T_{s,i}^n}{\delta t} = \frac{1}{2r_{c,i}^I \delta r_i} & \left(r_i^I k_{s,i+\frac{1}{2}} \frac{T_{s,i+1}^n - T_{s,i}^n}{\delta r_{i+\frac{1}{2}}} - r_{i-1}^I k_{s,i-\frac{1}{2}} \frac{T_{s,i}^n - T_{s,i-1}^n}{\delta r_{i-\frac{1}{2}}} \right) \\ [0.1in] + \frac{1}{2r_{c,i}^I \delta r_i} & \left(r_i^I k_{s,i+\frac{1}{2}} \frac{T_{s,i+1}^{n+1} - T_{s,i}^{n+1}}{\delta r_{i+\frac{1}{2}}} - r_{i-1}^I k_{s,i-\frac{1}{2}} \frac{T_{s,i}^{n+1} - T_{s,i-1}^{n+1}}{\delta r_{i-\frac{1}{2}}} \right) + \dot{q}_s''' \end{aligned} \quad (1.3)$$

$k_{s,i+\frac{1}{2}}$ – коэффициент теплопроводности на границе ячеек i и $i+1$, δr_i – ширина ячейки i и $\delta r_{i+\frac{1}{2}}$ – расстояние от центра ячейки i до центра ячейки $i+1$. Радиальная координата, $r_{c,i}$, обозначает центр ячейки:

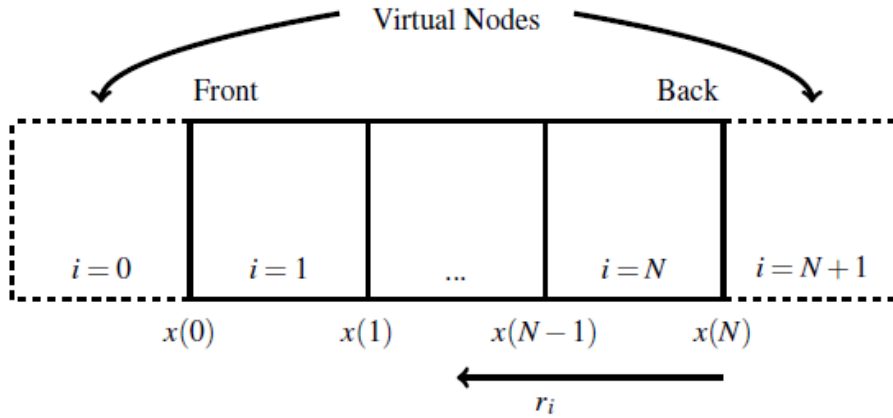
$$r_{c,i}^I = \begin{cases} (r_i^2 - r_{i-1}^2)/(2\delta r_i) & I = 1 & \text{(цилиндрический)} \\ \sqrt{(r_i^3 - r_{i-1}^3)/(3\delta r_i)} & I = 2 & \text{(сферический)} \end{cases} \quad (1.4)$$

19.1.4. Температура на передней и задней поверхности декартовой плиты (или центр цилиндра или сферы) определяются из граничных условий. В любой из систем координат, граничное условие на передней поверхности

$$-k_{s,1} \frac{T_{s,1}^{n+1} - T_{s,0}^{n+1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} = \dot{q}_c'' + \dot{q}_r'' \quad (1.5)$$

19.1.5. Следует отметить, что $T_{s,0}$ не представляет собой температуру газа, а скорее она используется для создания градиента температуры на поверхности. Отметим также, что теплопроводность что и в первом узле. Конвективного теплового потока

$$\dot{q}'' = h \left(T_g - \frac{1}{2} \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n + T_{s,\frac{1}{2}}^{n+1} \right) \right) \quad (1.6)$$



19.1.6. Рис. 1.1: Твердая фаза узлов и индексов. r -радиус от задней части материала.

19.1.7. где T_g температура газа в первой ячейке сетки, примыкающих к поверхности, а $T_{s,1}$ и $T_{s,2}$ является температура поверхности, определяемая как среднее значение $T_{s,0}$ и $T_{s,1}$. $(T^{n+1})^4$ может быть аппроксимирована использованием разложение в ряд Тейлора:

$$(T^{n+1})^4 \approx (T^n)^4 + 4(T^n)^3(T^{n+1} - T^n) \quad (1.7)$$

что приводит к приближению для потока излучения

$$\dot{q}_r'' = \dot{q}_{r,in}'' - \varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^{n+1} \right)^4 \approx \dot{q}_{r,in}'' - \varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^4 - 4\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 \left(T_{s,\frac{1}{2}}^{n+1} - T_{s,\frac{1}{2}}^n \right) \quad (1.8)$$

19.1.8. Теперь фронт граничное условие

$$-k_{s,1} \frac{T_{s,1}^{n+1} - T_{s,0}^{n+1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} \approx h \left(T_g - \frac{1}{2} \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n + T_{s,\frac{1}{2}}^{n+1} \right) \right) + \dot{q}_{r,in}'' - 4\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 T_{s,\frac{1}{2}}^{n+1} + 3\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^4 \quad (1.9)$$

19.1.9. Температура поверхности стены определяется следующим уравнением:

$$T_{s,\frac{1}{2}} = \frac{T_{s,1} + T_{s,0}}{2} \quad (1.10)$$

и поэтому граничное условие становится

$$-k_{s,1} \frac{T_{s,1}^{n+1} - T_{s,0}^{n+1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} + \left(\frac{h}{2} + 4\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 \right) \frac{T_{s,1}^{n+1} + T_{s,0}^{n+1}}{2} \approx h \left(T_g - \frac{1}{2} T_{s,\frac{1}{2}}^n \right) + \dot{q}_{r,in}'' + 3\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^4 \quad (1.11)$$

19.1.10. При перестановке членов, температура в узле 0 принимает вид:

$$T_{s,0}^{n+1} = \underbrace{\frac{\frac{k_{s,1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} - \left(\frac{1}{4} h + 2\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 \right)}{\frac{k_{s,1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} + \left(\frac{1}{4} h + 2\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 \right)}}_{\text{RFACF2}} T_{s,1}^{n+1} + \underbrace{\frac{h \left(T_g - \frac{1}{2} T_{s,\frac{1}{2}}^n \right) + \dot{q}_{r,in}'' + 3\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^4}{\frac{k_{s,1}}{\delta r_{\frac{1}{2}}} + \left(\frac{1}{4} h + 2\varepsilon \sigma \left(T_{s,\frac{1}{2}}^n \right)^3 \right)}}_{\text{QDXKF}} \quad (1.12)$$

19.1.11. Следует отметить, что RFACF2 и аналогичные имена используются в сам код для представления этих величин. В случае неизолрированных поддержку в декартовой геометрии, температура виртуального узла $N+1$ рассчитывается таким же образом. Для декартовой геометрии с изолированной или поддержку для цилиндрической и сферической геометрий, E , Q и OR_0 в и ч устанавливаются в 0.

19.1.12. После перестановки значений, уравнение (1.3) становится (используя номенклатуру исходного кода) для каждой ячейки стены i :

$$B_i T_{i-1}^{n+1} + D_i T_i^{n+1} + A_i T_{i+1}^{n+1} = C_i \quad i=1,...,N \quad (1.13)$$

где

$$A_i = -\frac{k_{i+\frac{1}{2}} \delta t}{2(\rho_s c_s)_i} \frac{1}{r_{c,i}^I \delta r_i} \frac{r_i^I}{\delta r_{i+\frac{1}{2}}}$$

$$B_i = -\frac{k_{i+\frac{1}{2}} \delta t}{2(\rho_s c_s)_i} \frac{1}{r_{c,i}^I \delta r_i} \frac{r_{i-1}^I}{\delta r_{i-\frac{1}{2}}} \quad (1.14)$$

$$C_i = T_{s,i}^n + A_i (T_{i+1}^n - T_i^n) + B_i (T_i^n - T_{i-1}^n)$$

$$D_i = 1 - A_i - B_i$$

19.1.13. Для решения уравнения (1.13) используется трехдиагональный линейный решатель:

$$C_1 = C_1 - B_1 \cdot \text{QDXKF}$$

$$C_N = C_N - A_N \cdot \text{QDXKB}$$

$$D_1 = D_1 + B_1 \cdot \text{RFACF2}$$

$$D_N = D_N + A_N \cdot \text{RFACB2}$$

$$D_i = D_i - \frac{B_i A_{i-1}}{D_{i-1}} \quad i = 2, ..., N-1 \quad (1.15)$$

$$C_i = C_i - \frac{B_i C_{i-1}}{D_{i-1}} \quad i = 2, ..., N-1$$

$$C_N = \frac{C_N}{D_N}$$

$$T_{s,N}^{n+1} = C_N$$

$$T_{s,i}^{n+1} = \frac{C_i - A_i C_{i+1}}{D_i} \quad i = N-1, ..., 1$$