

ООО «СИТИС»

ТР – 5079

---

**FIRE DYNAMICS SIMULATOR (FDS)  
ВЕРСИЯ 6**

**ТЕХНИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО К  
ПРОГРАММЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ  
ДИНАМИКИ ПОЖАРА**

**Верификация**

---

Перевод технической документации  
к программе Fire Dynamics Simulator 6

Fire Dynamics Simulator  
Technical Reference Guide  
Volume 2: Verification

NIST Special Publication 1018  
Sixth Edition

25.11.2013

ООО «СИТИС»

Перевод «Fire Dynamics Simulator (FDS) Версия 6. Техническое руководство к программе моделирования динамики пожара. Верификация» выполнен ООО «СИТИС» программой автоматического перевода Google Translator, с частичным редактированием.

© ООО «СИТИС», 2013 (перевод на русский язык)

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

# СОДЕРЖАНИЕ

Разработчики FDS .....	4
О разработчиках .....	5
Предисловие .....	7
Благодарности .....	7
Глава 1. Что такое верификация .....	8
Глава 2. Обзор предыдущих работ по верификации .....	9
Глава 3. Решатель основного потока.....	15
Глава 4. Тепловое излучение .....	43
Глава 5. Вещества и горение.....	50
Глава 6. Теплопроводность.....	65
Глава 7. Пиролиз .....	69
Глава 8. Лагранжевы частицы.....	81
Глава 9. Отопление, вентиляция и кондиционирование (HVAC).....	93
Глава 10. Неструктурированная геометрия .....	99
Список литературы .....	103
Приложение А. Обзор результатов верификации.....	109

## РАЗРАБОТЧИКИ FDS

Программы Fire Dynamics Simulator (Моделирование динамики пожара) и Smokeview являются продуктами международных совместных усилий под руководством Национального института стандартов и технологий (NIST) и Технического исследовательского центра VTT Финляндии.

Ниже перечислены разработчики и специалисты.

Ведущие разработчики FDS

Кевин МакГрэттан, NIST

Симо Хостикка, NIST

Ренделл МакДермотт, NIST

Джейсон Флloyd, Хьюз Associates, Inc, Балтимор, Мэриленд, США

Крейг Вайншенк, NIST

Кристофер Оверхолт, NIST

Ведущий разработчик Smokeview

Гленн Форни, NIST

Ведущий разработчик FDS+Evac

Тимо Коронен, VTT

Специалисты

Элизабет Бланшар, Научно-технический центр по строительству (CSTB), Париж, Франция

Сьюзан Килиан, hhpberlin, Германия

Вивьен Лекустр, Университет штата Мэриленд, США

Чарльз Ло, Global Engineering Materials, Inc, Принстон, Нью-Джерси, США

Анна Матала, VTT

Уильям Мэлл, Федеральное лесное управление США, Сизтл, Вашингтон, США

Кристиан Рогш, Нойштадт/Wstr., Германия

Топпи Сайканен, VTT

Бен Треттел, Университет штата Мэриленд, США

## О РАЗРАБОТЧИКАХ

**Кевин МакГрэттан** математик в Инженерной лаборатории NIST. Он получил степень бакалавра наук в Школе инженерии и прикладных наук Колумбийского университета в 1987 году и докторскую диссертацию в Институте Куранта Нью-Йоркского университета в 1991 году. Он был зачислен в штат NIST в 1992 году и с тех пор работал на развитие моделей пожара, в первую очередь над программой моделирования динамики пожара FDS.

**Симо Хостикка** является основным ученым и руководителем группы Технического исследовательского центра VTT Финляндии. Он получил степень магистра наук (технологий) в 1997 году и докторскую степень в 2008 году на кафедре инженерной физики и математики Хельсинкского технологического университета. Он является главным разработчиком суб-моделей излучения и твердой фазы в FDS.

**Ренделл МакДермотт** присоединился к научным сотрудникам Лаборатории Строительства и исследований пожаров в 2008 году. Он получил Б.С. из Университета Талсы в области химического машиностроения в 1994 году и степень доктора наук из Университета штата Юта в 2005 году. Его научные интересы включают подсчетного масштаба модели и численные методы моделирования крупных вихрей, адаптивные измельчения сетки, погруженной границы методов, методов и лагранжевой частицы.

**Джейсон Флойд** старший инженер Hughes Associates, Inc, в Балтиморе, штат Мэриленд. Он получил степень бакалавра наук и докторскую степень в области ядерной программы инженерного университета Мэриленда. После окончания учебы он был награжден Национальным исследовательским советом после защиты докторской диссертации стипендий на строительство и пожарной лаборатории исследований NIST. Сейчас он является главным разработчиком сгорания, логики управления, и суб-моделей систем отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха (HVAC) в FDS.

**Крейг Вайншенк** поступает в отдел своих исследований в качестве Национального исследовательского совета Хавин исследований в 2011 году. Он получил Б.С. от Rowan University в области машиностроения в 2006 году, MS из Университета Техаса в Остине в машиностроении в 2007 году и докторскую степень в Университете Техаса в Остине в машиностроении в 2011 году. Его научные интересы включают численного сгорания, квадратурный метод моментов, и исследования человеческого фактора противопожарной тактики.

**Кристофер Оверхолт** является кандидатом наук в области гражданского строительства в Университете штата Техас в г.Остин. Он получил степень бакалавра в центральном Университете г.Хьюстон в области технологий противопожарной защиты в 2008 году и степень магистра в Политехническом институте г.Вустер в области противопожарной защиты в 2010 году. Он работает по вопросам, связанным с верификацией и валидацией FDS, непрерывным тестированием интеграции, а также показателей качества. Его научные интересы включают в себя инверсные задачи моделирования пожара, отложение сажи при пожарах, а также использовании моделей пожара в судебной практике.

**Гленн Форни** является ученым в Инженерной лаборатории NIST. Он получил степень бакалавра по математике в Государственном колледже г.Солсбери и степень магистра наук и доктора математики в Университете Клемсона. Он присоединился NIST в 1986 году (в то время Национальное Бюро Стандартов) и с тех пор работал на разработке инструментов, которые обеспечивают лучшее понимание явлений пожара, в первую очередь программы Smokeview, передовое научное средство программного обеспечения для визуализации данных программы FDS.

**Тимо Коронен** является старшим научным сотрудником VTT Технический исследовательский центр Финляндии. Он получил степень магистра наук (технологии) степень в 1992 году и докторскую степень в 1996 году из департамента инженерной физики и математики Хельсинкского технологического университета. Он является главным разработчиком эвакуации суб-модели в FDS.

**Элизабет Бланшар** является инженер противопожарной защиты во французском агентстве CSTB здания. Она имеет степень магистра наук в области математического моделирования и докторскую степень в механике и теплотехнике. Она в основном занимается на CSTB в программе исследований, касающихся водных брызг.

**Сьюзан Киллиан** математик с цифрами и научными знаниями вычислений. Она получила диплом из университета Гейдельберга и получила докторскую степень в Техническом университете Дортмунда в 2002 году. С 2007 года она была ученым-исследователем для hhpberlin, инженерных пожарной безопасности фирма, расположенная в Берлине, Германия. Сфера ее научных интересов высокопроизводительных вычислений и разработки эффективных параллельных решателей для уравнения Пуассона для давления.

**Вивьен Лекустр** является научным сотрудником в университете Мэриленда. Он получил степень магистра наук в аэрокосмической технике от ENSMA (Франция) в 2005 году и докторскую степень в области машиностроения в Университете штата Мэриленд в 2009 году. Его научные интересы включают свойства излучения топлива и численное турбулентное горение.

**Чарльз Ло**, старший научный сотрудник и Global Engineering Materials, Inc, в Принстоне, Нью-Джерси. Он получил Б.С. в теоретической и прикладной механике в Университете науки и технологии Китая в 2002 году и докторскую степень в области машиностроения в Университете штата Нью-Йорк в Буффало в 2010 году. Его научные интересы включают пожар-структуры взаимодействия, погруженный Методы граничных и пожароопасных ситуациях композитных и алюминиевых конструкций.

**Анна Матала** является научным сотрудником VTT Технический исследовательский центр Финляндии и имеет степень доктора наук Кандидат в университете Аалто школа науки. Она получила степень магистра систем и исследование операций из Хельсинкского технологического университета в 2008 году. Ее исследование концентрируется на пиролиз моделирование и оценка параметров при моделировании пожаров.

**Уильям (Рудди) Мэлл** является прикладной математики в настоящее время лесной службы США в Сиэтле, штат Вашингтон. Он имеет Б.С. степень в Университете Миннесоты (1981) и докторскую степень в Университете штата Вашингтон (1994). Его научные интересы включают развитие методов моделирования крупных вихрей и суб-моделей, применимых к физике крупных пожаров в зданиях, растительности и лесных городских интерфейсах.

**Кристиан Рогш** получил диплом (например, магистр) в защитные устройства от Университетом г. Вупперталь, Германия. Он работает над разделяемой памятью распараллеливания (OpenMP) программы FDS.

**Топи Сайканен** является ученым-исследователем в VTT Технический исследовательский центр Финляндии и аспирантом в университете Аалто школа науки. Он получил степень магистра систем и исследование операций из Хельсинкского технологического университета в 2008 году. Он работает на лагранжевой частицы и жидкой модели испарения.

**Бен Треттел** является аспирантом в университете Мэриленда. Он получил Б.С. степень в Университете штата Мэриленд в машиностроении в 2011 году. Он разрабатывает модели для переноса лагранжевых частиц для программы FDS.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем документе представлена вторая часть технического руководства FDS. В первой части была представлена математическая модель и численный метод. В третьей части документально изложены прошлые и текущие экспериментальные исследования по валидации. Рекомендации по использованию FDS приведены в отдельном Руководстве пользователя [1].

Все три части технического руководства FDS частично основаны на «Стандартном руководстве по оценке возможности прогнозирования детерминированных моделей пожара», ASTM E 1355 [2]. ASTM E 1355 дает определение оценки модели как «процесса количественного определения точности выбранных результатов модели, применяемой для конкретных целей.» Процесс оценки модели состоит из двух основных компонентов: верификация и валидация. Верификация представляет собой процесс проверки правильности решения основных уравнений. Верификация не отвечает за целесообразность использования основных уравнений, а только то подтверждает, что уравнения решены правильно. Валидация представляет собой процесс определения целесообразности использования основных уравнений как математической модели рассматриваемых физических явлений. Как правило, валидация включает в себя сравнение результатов моделей с экспериментальными результатами измерений. Различия, которые не могут быть объяснены с точки зрения численной ошибки в модели или неопределенности в измерениях, относятся к предположениям и упрощениям физической модели.

Оценка имеет решающее значение для того, чтобы определить приемлемое использование и ограничения модели. На протяжении всего развития документ FDS проходил через различные формы оценки. В данной части содержится обзор работ по верификации, проведенных на сегодняшний день для оценки FDS.

## БЛАГОДАРНОСТИ

В процессе верификации FDS принимали участие следующие лица.

- Крис Лаутенбергер и Карлос Фернандес-Пелло принимали участие в тестовой задаче «с двумя составляющими реакции».
- Маттиас Мюнх из Свободного университета Берлина представил полезные тестовые задачи для решателя основного потока.
- Клара Круз, студент Университета Пуэрто-Рико и научный сотрудник Летнего Бакалавриата NIST, участвовала в разработке полезных сценариев Matlab для автоматизации процесса составления настоящего руководства.
- Брайан Кляйн из NIST разработал систему управления версией исходного кода, являющуюся неотъемлемой частью процесса верификации.
- Джоонас Райнанен из VTT, Финляндия, разработал и документировал тестовые задачи FED/FIC.
- Макс Гулд, научный сотрудник Летнего Бакалавриата, помог разработать и создать тестовую задачу «2D Vortex».

## ГЛАВА 1. ЧТО ТАКОЕ ВЕРИФИКАЦИЯ

Термины верификация и валидация часто используются как взаимозаменяемые для обозначения процесса проверки точности численной модели. В большинстве случаев это включает сравнение прогнозируемых данных модели с экспериментальными измерениями. Однако в настоящее время существует общепринятое мнение, что сравнение данных модели с экспериментальными данными большей частью представляет собой процесс, который рассматривается как валидация. Итак, что такое верификация? «Стандартное руководство по оценке возможностей прогнозирования детерминированных моделей пожара», ASTM E 1355 [2], дает определение верификации как процесса выявления того, что реализация метода расчета точно представляет концептуальное описание метода расчета и решение для метода расчета.

А также дает следующее определение валидации:

Процесс определения степени, до которой метод расчета является точным отражением реальной картины мира с точки зрения предполагаемого использования метода расчета.

Иными словами, верификация представляет собой математическую проверку; а валидация – проверку физической составляющей. Если прогнозируемые данные модели точно соответствуют результатам экспериментальных данных, используя для этого любые подходящие метрические данные, в большинстве случаев предполагается, что модель соответствующим образом описывает происходящее посредством своих математических уравнений. Предполагается также, что решение данных уравнений должно быть правильным. Для чего же необходимо проводить верификацию модели? Почему бы не перейти напрямую к валидации? Причина в том, что модели и измерения редко совпадают настолько точно во всех отношениях, чтобы можно было принять их результаты бесспорно. Поскольку различия между моделью и экспериментальными данными неизбежны, нам необходимо знать, обусловлены ли эти различия ограничениями или ошибками в численном решении, или физическими субмоделями, либо тем и другим.

В то время как валидация модели состоит в основном из сопоставления прогнозируемых данных с результатами измерений, как описано для FDS в части 3 Технического справочного руководства, верификация модели включает гораздо более широкий спектр мероприятий, начиная от проверки самой компьютерной программы до сравнения расчетов с аналитическими (точными) решениями, или рассмотрения чувствительности десятков численных параметров. В следующей главе рассмотрены эти различные операции, остальная часть Руководства посвящена в основном сравнению различных расчетов субмоделей с аналитическими решениями.



## ГЛАВА 2. ОБЗОР ПРЕДЫДУЩИХ РАБОТ ПО ВЕРИФИКАЦИИ

В данной главе представлены результаты работы последних нескольких десятилетий в NIST, VTT и в других учреждениях по верификации алгоритмов в FDS.

### 2.1 Аналитические испытания

Наиболее сложные процессы горения, включая пожары, являются турбулентными и зависят от времени. Не существует математических решений конечного вида для полностью турбулентных, зависящих от времени уравнений Навье-Стокса. Вычислительная гидродинамика (CFD) предоставляет приближенное решение для нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными, заменяя их дискретизированными алгебраическими уравнениями, которые могут быть решены с помощью мощного компьютера. В то время как не существует общего аналитического решения для полностью турбулентных потоков, некоторые субмодели обращаются к явлениям, которые имеют аналитические решения, например, одномерной теплопроводности твердого тела. Данные аналитические решения могут быть использованы при испытании субмоделей в рамках сложных кодов, таких как FDS. Разработчики FDS постоянно используют такую практику, чтобы верифицировать правильность кодирования модели [3, 4]. Такие попытки верификации относительно просты и обыденны, и их результаты не всегда могут быть опубликованы или включены в документацию. Примеры стандартных аналитических испытаний включают:

- Верификация программы-решателя излучения с помощью сценариев, в которых простые объекты, такие как кубы или плоские пластины, располагались в простых, герметичных отсеках. Все конвекционное движение отключено, объекту передается установленная температура поверхности и излучательная способность со значением один (что делает его излучателем с характеристиками абсолютно черного тела). Тепловой поток к холодным окружающим стенам регистрируется и сравнивается с аналитическими решениями. Данные исследования позволяют определить соответствующее количество объемных углов, которые необходимо установить по умолчанию.

- Твердые объекты нагреваются установленным тепловым потоком, а внутренние и поверхностные температуры как функция времени сравниваются с аналитическими решениями одномерного уравнения теплопередачи. Данные исследования позволяют определить количество узлов, необходимых для модели теплопередачи в твердой фазе. Аналогичные исследования проводятся для проверки моделей пиролиза для термопластов и обугливания твердых тел.

- На раннем этапе разработки, решатель гидродинамики, который возник и сформировал ядро FDS, был проверен в отношении аналитических решений упрощенного явления потока жидкости. Данные исследования были проведены в Национальном бюро стандартов (NBS)<sup>1</sup> Ремом, Баумом и их сотрудниками [5, 6, 7, 8]. Основное внимание в этой ранней работе уделялось проверке стабильности и последовательности основного решателя гидродинамики, и, в особенности, связи скорость-давление, которая имеет ключевое значение при использовании низкого числа Маха. Многие численные алгоритмы, разработанные до того момента времени, предназначались для использования в высокоскоростных потоках, например, в аэрокосмической сфере. Многие методы, принятые в FDS первоначально были разработаны для метеорологических моделей и как таковые нуждались в проверке для оценки их пригодности для описания потока с относительно низкой скоростью внутри помещения.

<sup>1</sup> Национальный институт стандартов и технологий (NIST) ранее был известен как Национальное бюро стандартов.

- Фундаментальное решение, принятое Ремом и Баумом на раннем этапе разработки FDS должно было использовать прямой (а не итерационный) решатель для давления. В формулировке уравнения Навье-Стокса с низким числом Маха, эллиптическое дифференциальное уравнение с частными производными для давления возникает, часто называемое уравнением Пуассона. Большая часть методов вычислительной гидродинамики использует итерационные методы для решения основных уравнений сохранения, чтобы избежать необходимости решения уравнения Пуассона напрямую. Причина этого заключается в том, что численное решение уравнения отнимает много времени, если это не решение с прямолинейной сеткой. Поскольку FDS предназначена специально для расчета с прямолинейными сетками, она может использовать быстрые, прямые решатели уравнения Пуассона, получая поля давления с одним проходом через решатель к машинной точности. FDS использует арифметическое вычисление с двойной точностью (8 байт), что означает, что относительная разница между расчетным и точным решением дискретизованного уравнения Пуассона составляет порядка  $10^{-12}$ . Точность численного решения всей системы уравнений находится в зависимости от связи давление / скорость, поскольку часто моделирование может включать сотни тысяч временных шагов, с каждым временным шагом, состоящим из двух решений уравнения Пуассона для сохранения точности второго порядка. Без использования прямого решателя Пуассона, наращивание численной ошибки на протяжении моделирования может дать ложные результаты. Действительно, попытка использования арифметического вычисления с одинарной точностью (4 байта) для сохранения машинной памяти приводила к ложным результатам, просто потому что ошибка за временной шаг достигала недопустимого уровня.

### 2.2 Численные испытания

Численные методы, используемые для решения основных уравнений в модели, могут быть источником ошибки в прогнозируемых результатах. Гидродинамическая модель в FDS имеет точность второго порядка в пространстве и времени. Это означает, что значения ошибки, связанные с аппроксимацией пространственных частных производных с помощью конечных разностей имеют порядок квадрата размера ячейки сетки, и таким же образом ошибка при аппроксимации временных производных имеет порядок квадрата временного шага. При усовершенствовании расчетной сетки, "ошибка дискретизации" уменьшается, и возникает более верное оказание поле потока. Вопрос о чувствительности сетки чрезвычайно важен для правильного использования модели и будет рассмотрен в следующей главе.

Общий метод тестирования решателями потока систематически совершенствовать расчетной сетки, пока раствор вычисленный не изменяется, и в этот момент расчета называется прямой численные Решение (DNS) определяющих уравнений. Для большинства практических сценариев пожара, DNS не возможно на обычных компьютерах. Тем не менее, FDS имеет возможность работать в режиме DNS, где Навье-Стокса решаются без использования подсеточного мас-

штаба турбулентности моделей любого рода. потому что основные численные методы одинаковы для LES и DNS, DNS расчеты являются очень эффективным способом проверить основные решатель, особенно в тех случаях, когда решение стационарной. В ходе разработки FDS была использована в режиме DNS для специальных применений. Например, FDS (или алгоритмы ядра) были использованы в сетке разрешение примерно 1 мм, чтобы посмотреть на распространение пламени на бумаге в условиях микрогравитации [9, 10, 11, 12, 13, 14 ], а также " G- дрожание " эффектов на борту космического аппарата [15]. Симуляторы были по сравнению с экспериментами, проведенных на борту американского космического челнока. Пламя ламинарного и относительно простые по структуре, и сравнения качественная оценка модели решения. Аналогичные исследования были проведены сравнения DNS моделирования простой пламенем горелки на лабораторных экспериментах [16]. В другом исследовании по сравнению FDS моделирование противоточного диффузионного пламени в экспериментальных измерений и результаты одномерной многоступенчатый кинетика модели [17].

Ранние работы с гидродинамическим решатель сравнению двумерного моделирования тяжести токов с соленой водой экспериментов [18]. В ходе этих испытаний, численный сетка была систематически уточнены почти до 4-полном согласии с экспериментом было получено. Такая конвергенция не было бы возможным, если бы существовал фундаментальный недостаток в гидродинамическом решатель.

### 2.3 Анализ чувствительности

Анализ чувствительности рассматривает, в какой степени неопределенность исходных данных для моделей влияет модели выхода. Параметры модели могут быть физические свойства твердых веществ и газов, граничные условия, начальные условия и т. д. Параметры могут быть также чисто численные, как размер расчетной сетки. FDS обычно требует пользователя, чтобы обеспечить несколько десятков различных типов входных параметров, описывающих геометрию, материалы явлений горения и т. д. По замыслу, пользователь не ожидается, обеспечит числовые параметры, кроме размера сетки, хотя необязательный числовой параметры описаны как в техническом руководстве и руководство пользователя.

FDS не ограничивает диапазон большинства из входных параметров, так как приложения часто выход за пределы диапазон, для которого эта модель была подтверждена. FDS все еще используется для исследований в NIST, VTT, и в других местах, и разработчики не могут себе знать во всех случаях, что приемлемый диапазон какой-либо параметр. Кроме того, FDS решает основные уравнения сохранения и гораздо менее чувствительными к ошибкам в результате входных параметров, что выходить за пределы простых эмпирических моделей. Тем не менее, пользователь получает предупреждение, что он / она несет ответственность за назначение всех параметров. FDS руководства могут только дать соответствующие указания.

Размер сетки является наиболее важным числовой параметр в модели, так как она определяет пространственное и временное точность дискретизованного уравнения в частных производных. Скорость тепловыделения является наиболее важным физический параметр, так как он является источником член в уравнении энергии. Свойство данные, такие как теплопроводность плотность, теплота парообразования, теплоемкость и т. д., должны быть оценены с точки зрения их влияния на скорость выделения тепла. Исследования по валидации показали, что FDS точно предопределяет перенос тепла и дыма, при установленной скорости выделения тепла. В таких случаях, незначительные изменения в свойствах ограничивающей поверхности не оказывают существенного влияния на результаты. Однако когда скорость выделения тепла не установлена, а определяется моделью с использованием теплофизических свойств топлива, выходные данные модели чувствительны даже к незначительным изменениям в этих свойствах.

Анализ чувствительности, описанный в данной главе выполняется в основном таким же образом. Для данного сценария наиболее точные оценки всех соответствующих физических и численных параметров выполняются, и "базовый" Расчет производится. Затем один за другим параметры можно варьировать, на заданный процент, и изменения в прогнозируемых результатов записываются. Это самая простая форма анализа чувствительности. Более сложные методы, которые подразумевают одновременного изменения нескольких параметров непрактичны с моделью CFD потому что время вычислений слишком велика и количество параметров слишком велико, чтобы выполнить необходимые количество вычислений для генерации хорошей статистикой.

#### 2.3.1 Чувствительность сетки

Наиболее важные решения, принятого пользовательской модели является размер расчетной сетки. В общем, чем выше степень расчетной сетки, тем выше численное решение уравнений. FDS является вторым порядка точности по пространству и времени, это означает, что сокращение вдвое размер ячейки сетки снизит ошибки дискретизации в основные уравнения на коэффициент 4. Из-за нелинейности уравнений, снижение ошибки дискретизации не обязательно трансформируется в сопоставимом снижении погрешности данного количества выходных FDS. Чтобы выяснить, какой эффект имеет мелкую сетку на решении, модель пользователи обычно выполняют некоторые формы сетки исследование чувствительности, в которой вычислительная сетка систематически уточнены до выходных величин не изменяются заметно друг с утонченностью. Конечно, при этом каждый деление на два размера ячейки сетки, время, необходимое для моделирования увеличивается на коэффициент 24 = 16 (два раза для каждой пространственной координаты, а также времени). В конце концов, компромисс между точностью поразила модели и мощности компьютера.

Некоторые исследования чувствительности сетки были задокументированы и опубликованы. С FDS была впервые публично выпущен в 2000 году, существенных изменений в сгорания и радиационные режимы были включены в модель. Тем не менее, основной алгоритм транспорта так же, как и в критической важности сетки чувствительности. При составлении исследования чувствительности, а только те, которые изучали чувствительность процедуры больше не используются, были исключены.

В рамках проекта по оценке использования FDS версии 1 для крупномасштабных механической вентиляции корпуса, в пятницу [19] был выполнен анализ чувствительности, чтобы найти приблизительное время расчетов, основанных на различных размеров сетки. Пропилена огня с номинальным скорость тепловыделения была смоделирована в FDS. Там не было никакой механической вентиляции и огонь предполагалось расти как функцию времени от момента зажигания в квадрат. Отсек был 3- м на 3 м на 6,1 м пространства. Температуры были отобраны 12 см ниже потолка. Четыре

размера сетки были выбраны для анализа: 30 см, 15 см, 10 см, 7,5 см. Температура оценки не были найдены резко измениться с различными размерами сетки.

Использование FDS версии 1, Bouinagui соавт. [20] изучали влияние размера сетки на результаты моделирования для определения номинального размера сетки для будущей работы. Пропановой горелки 0,1 м на 0,1 м был смоделирован со скоростью тепловыделения 1500 кВт. Аналогичный анализ проводился с использованием потолка струи Альперт корреляции [21], которые также показали лучшие прогнозы с меньшими размерами сетки. В связи с этим исследования, Bouinagui соавт. [22] использовали FDS для оценки аварийной вентиляции стратегии в Луи-Ипполит - La Fontaine Тоннель в Монреале, Канада.

Син [23] использовал FDS для моделирования квадратной горелки (1x1 м) на метане под открытым небом. Инженерные корреляции для шлейф температура центральной и профили скорости сравнивали с предсказания модели для оценки влияния числовой сетки и размер расчетной области. Результаты показали, что FDS чувствительна к эффектам размер сетки, особенно в области вблизи поверхности топлива и эффекты размера домена, когда область шириной менее двойной ширины факела. FDS использует постоянный предположения давления на открытых границ. Это предположение будет влиять на поведение, если шлейф границе расчетной области находится слишком близко к струе.

Иерарди и Барнетта [24] использовал FDS версии 3 для моделирования 0,3 м квадратных горелки диффузии метана с тепловыми значения скорости высвобождения в диапазоне от 14,4 кВт до 57,5 кВт. Физической области использовали 0,6 м на 0,6 м с равномерными интервалами сетки 15, 10, 7,5, 5, 3, 1,5 см для всех трех направлений координат. Для обоих размеров пожара, шаг сетки 1,5 см был найден, чтобы обеспечить лучшее соглашения по сравнению с осевой шлейф Маккеффри автора температуры и скорости корреляции [25]. Два аналогичных сценариев, которые формируют основу для корреляции потолка струи Альперт также были смоделированы с FDS. Первый сценарий был 1 м на 1 м, 670 кВт этанола огонь под высотой 7 м неограниченном потолка. Размеры на плоскости расчетной области было 14 м, 14 м. Четыре равномерного расстояния сетки 50, 33,3, 25 и 20 см были использованы в моделировании. Наилучшее согласие на максимальную температуру струи потолка был с 33,3 см шаг сетки. Наилучшее согласие на максимальной скорости струи потолка был для 50 см шаг сетки. Второй сценарий был 0,6 м на 0,6 м 1000 кВт этанола огонь под 7,2 м неограниченном потолка. Размеры на плоскости расчетной области была 14,4 м на 14,4 м. Три равномерного расстояния сетки 60, 30 и 20 см были использованы в моделировании. Результаты показывают, что 60 см сетки демонстрирует наилучшее согласие с корреляций для максимальной температуры струи потолка и скорости на качественной основе.

Петтерсон [26] также завершил работу по оценке оптимального размера сетки для FDS версии 2. FDS модели предсказания различных размеров сетки были по сравнению с двух отдельных экспериментов огня: Университет Кентербери McLeans Тесты острова и ВМС США Ангар Тесты на Гавайях. Первый набор тестов использовались комната с приближительными размерами 2,4 м на 3,6 м на 2,4 м и пожарной размерах 55 кВт и 110 кВт. Тесты флота Ангар проводились в ангаре измерения 98 м на 74 м на 15 м в высоту и имели пожары в интервале от 5,5 МВт до 6,6 МВт. Результаты этого исследования показывают, что FDS моделирования с сетями 0,15 м была температура прогнозы так точны, как модели с сетками размером до 0,10 м. Каждый из этих размеров сетки дали результаты в пределах 15% из Университета Кентербери измерения температуры. 0,30 м сетки производятся менее точные результаты. Для сравнения испытаний ВМС ангар, сетки размером от 0,60 м до 1,80 м дали результаты, сопоставимые точностью.

Массер и др. [27] исследовали использование для FDS конечно сетки моделирования без огня и огня сценариев. Определение подходящего размера сетки было установлено, что особенно важно в отношении передачи тепла в нагретых поверхностях. Конвективного теплообмена от нагретых поверхностей был наиболее точным при ближайшем сетки поверхности клетки были меньше, чем глубина теплового пограничного слоя. Тем не менее, более мелкий размер сетки лучшие результаты за счет вычислительного времени. Точного моделирования рассеивания загрязнений требуется значительно более мелкой сетке. Результаты ее исследования показывают, что без огня моделирования может быть завершена быстрее, чем пожар моделирования, потому что шаг по времени не ограничена большой скорости потока во время пожара шлейфа.

### 2.3.2 Чувствительность параметров моделирования больших вихрей

В FDS используется форма Смагоринского для метода моделирования крупных вихрей (LES). Это означает, что вместо использования фактической вязкости жидкости, модель использует вязкость формы

$$\mu_{LES} = \rho (C_s \Delta)^2 |S| \quad (2.1)$$

где  $C_s$  – эмпирическая постоянная,  $\Delta$  – длина порядка размера ячейки сетки, а значение деформации  $|S|$  связано с диссипативной функцией (более подробно см. Технический справочник FDS [28]). Связанные с "турбулентной вязкостью" сопоставимые выражения для теплопроводности и диффузии материалов:

$$k_{LES} \frac{\mu_{LES} c_p}{Pr_t} ; (\rho D)_{LES} \frac{\mu_{LES}}{Sc_t} \quad (2.2)$$

где  $Pr_t$  и  $Sc_t$  турбулентные числа Прандтля и Шмидта, соответственно. Таким образом,  $C_s$ ,  $Pr_t$  и  $Sc_t$  – ряд эмпирических постоянных. Большинство пользователей FDS просто используют значения по умолчанию (0,2, 0,5, 0,5), но некоторые изучили их влияние на решение уравнений.

В целях проверки FDS с некоторыми простыми данными комнатной температуры, Чжан и др. [29] опробовали разные комбинации параметров Смагоринского и предложили используемые по умолчанию параметры. Из трех параметров постоянная Смагоринского  $C_s$  является наиболее чувствительной. Смагоринский [30] первоначально предложил значение 0,23, однако исследователи за последние три десятилетия использовали значения от 0,1 до 0,23. Существуют также уточнения исходной модели Смагоринского [31, 32, 33], которые не требуют от пользователя предписания постоянных, а генерируют их автоматически, как часть численной схемы.

### 2.3.3 Чувствительность параметров излучения

Радиационная передача тепла включен в FDS через решение уравнения переноса излучения для нерассеивающих серого газа, а в некоторых ограниченных случаях, используя широкий диапазон моделей. Уравнение решается с помощью техники, подобной методов конечных объемов для конвективного переноса, таким образом, имея, данное ей является метод конечных объемов (МКО). Есть несколько ограничений модели. Во-первых, коэффициент поглощения задымленной газы является сложной функцией его состава и температуры. Из-за упрощенной модели сгорания, химический состав дымных газов, особенно содержание сажи, может влиять как на поглощение и излучение тепловой энергии. Во-вторых, перенос излучения дискретизация с помощью около 100 твердых углов. Для целей далеко от локализованного источника излучения, например, растущий пожар, дискретизация может привести к неравномерному распределению энергии излучения. Это можно увидеть в визуализации температуры поверхности, где «горячие точки» показать влияние конечного числа телесных углов. Проблема может быть уменьшена за счет включения большего телесного угла, но по цене более длительное время вычислений. В большинстве случаев, поток излучения в дальнем поле цели не так важны, как и в ближнем поле, где охват по умолчанию количество углов намного лучше.

Хстикка и др. исследовали чувствительность решателя излучения к изменениям в предполагаемом сажи, число спектральных диапазонов, количество контрольных углов и температуры пламени. Некоторые из наиболее интересных находок были:

- Изменение сажи выход от 1% до 2% увеличили радиационного потока от моделируемой горелки метана около 15%
- снижение сажи доходность к нулю снизились потока излучения около 20%.
- Увеличение количества контрольных углов с коэффициентом 3 было необходимо для обеспечения точности модели в отдельных местах измерений.
- Изменение количества спектральных диапазонов от 6 до 10 не имеют сильное влияние на результаты.
- Ошибки в 100% теплового потока были вызваны ошибками в 20% в абсолютных температур.

Чувствительность к температуре пламени и саже состав соответствуют теории горения, в котором говорится, что источник срока Уравнение переноса лучистой энергии является функцией коэффициента поглощения умноженное на абсолютную температуру поднимают до четвертой степени. Количество контрольных углов и спектральные полосы контролируемых пользователем численные параметры, чувствительность должны быть проверены для каждого нового сценария. Значения по умолчанию в FDS подходят для большинства сценариев больших масштабах огня, но, возможно, должны быть уточнены для более детального моделирования, такие как низкий сажи метан горелки.

### 2.3.4 Чувствительность теплофизических свойств твердых топлив

Большого объема работы, верификации и валидации с FDS версии 4 была выполнена Хьетаниemi, Hostikka и Vaari в ВТТ, Финляндия [34]. Тематические исследования состоят из огня экспериментов в диапазоне масштабов от конуса калориметр (ISO 5660-1) до полномасштабных тестов, таких как тест угловой номер (ISO 9705 ). Сравнения также между FDS результаты и данные, полученные в SBI (Single Сжигание П.) Евро-классификации испытательного оборудования (EN 13823), а также данные, полученные в двух специальных экспериментальных конфигурациях: одна похожа на тест угловой номер, но только частично накладок, а другой пространство изучения пожаров в строительстве полостей.

Все по делу исследования включают реальные материалы, свойства которых должны быть прописаны так, чтобы она соответствовала предположение в FDS, что твердые вещества имеют однородный состав опирается на материал, который является холодной или полностью изолирующие. Чувствительность различных физических свойств и граничных условий были протестированы.

Некоторые выводы были следующими:

- Измеренная скорость горения различных материалов часто падали между двумя FDS прогнозы, в которых холодно или изолированной подложки было принято для твердых поверхностей. FDS не хватает многослойных твердотельная модель.
- время зажигания обивочных чувствителен к тепловой свойства ткани покрытия, но постоянной скоростью горения чувствительна к свойствам основного пены.
- Содержание влаги в деревянном топлива является очень важным и трудно измерить.
- распространения пламени на сложных объектов, например кабелей, проложенных в лотки, могут быть смоделированы, если площадь поверхности упрощенной объекта сравнима с таковой реального объекта. Это говорит о чувствительности не только к физическим свойствам, а также геометрии. Трудно количественно определить степень геометрического чувствительности.

Существует немного количественное определение наблюдаемого чувствительности в исследовании. Кривые развития пожара могут быть линейными к экспоненциальному по форме, и небольшие изменения в свойствах топлива может привести к порядок изменения скорости тепловыделения для неограниченного пожаров. Тема обсуждается в Руководстве FDS проверка (том 3 Техническое справочное руководство). где отмечается во многих исследованиях, прогнозировании развития пожара затруднено.

Недавно Lautenberger, Рейн и Фернандес-Pello [35] разработали метод для автоматизации процесса оценки свойств материала, чтобы ввести в FDS. Методология предполагает моделирования лабораторных тестов с моделью и итерации через «генетический» алгоритм получения оптимального набора свойств материала для данного элемента. Такие методы являются необходимыми, поскольку большинство лабораторных аппарат не обеспечивают полного набора тепловые свойства.

## 2.4 Проверка норм

Изучение структуры компьютерная программа может быть использован для обнаружения возможных ошибок в численном решении основных уравнений. Кодирование может быть проверена со стороны третьих лиц либо вручную, либо автоматически с профилированием программ выявление нарушений и несоответствий [2].

В NIST, VTT, и в других местах, FDS было составлено и работать на компьютерах производства IBM, Hewlett-Packard, Sun Microsystems, Digital Equipment Corporation, Apple, Silicon Graphics, Dell, Compaq, а также различные другие личные поставщики компьютер. Операционных систем на этих платформах включают Unix, Linux, Microsoft Windows и Mac OS X. Составители использованы, включают Lahey Fortran, Digital Visual Fortran, Intel Fortran, IBM XL Fortran, HP-UX Fortran, Forte Fortran для SunOS, Portland Group Fortran и ряд других. Каждая комбинация аппаратных средств, операционной системы и компилятора предполагает несколько иной набор компиляторов и параметры времени выполнения истрогой оценки исходного кода, чтобы проверить его соответствие с Fortran 90 ISO / ANSI стандарт [36]. FDS теперь совместимый с Fortran 2003 стандарт. Благодаря этому процессу, устарели, и потенциально вредоносного кода обновляется или устранены, а зачастую и код упорядочена, чтобы улучшить ее оптимизации на различных машинах. Тем не менее, просто потому, что код FDS источник может быть скомпилирован и запущен на широком спектре платформ не гарантирует, что числовые значения являются правильными. Это всего лишь отправной точкой в процессе, потому что это по крайней мере исключает возможность того, что не работают или ложные результаты связаны с платформы, на которой выполняется код.

Помимо аппаратных проблем, есть несколько полезных методов для проверки код FDS источника, которые были разработаны на протяжении многих лет. Один из лучших способов является использование симметрии. FDS заполнен тысячами строк кода, в которых частные производные в уравнения сохранения аппроксимируются как конечных разностей. Это очень легко в этом процессе, чтобы сделать ошибку. Рассмотрим, например, конечное приближение разности члена тепловой диффузии в ячейке со значением  $ijk$  трехмерной сетки:

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

которая записывается следующим образом в исходном коде Fortran:

```
DTDX = (TMP(I+1,J,K)-TMP(I,J,K))*RDXN(I)
KDTDX(I,J,K) = .5*(KP(I+1,J,K)+KP(I,J,K))*DTDX
DTDY = (TMP(I,J+1,K)-TMP(I,J,K))*RDYN(J)
KDTDY(I,J,K) = .5*(KP(I,J+1,K)+KP(I,J,K))*DTDY
DTDZ = (TMP(I,J,K+1)-TMP(I,J,K))*RDZN(K)
KDTDZ(I,J,K) = .5*(KP(I,J,K+1)+KP(I,J,K))*DTDZ
DELKDEL = (KDTDX(I,J,K)-KDTDX(I-1,J,K))*RDX(I) +
. (KDTDY(I,J,K)-KDTDY(I,J-1,K))*RDY(J) +
. (KDTDZ(I,J,K)-KDTDZ(I,J,K-1))*RDZ(K)
```

Это одна из простых конструкций, поскольку схематичность строк кода, позволяет довольно легко его проверить. Однако, ошибочный набор I или J, плюс или минус, или любой из сотен различных ошибок может привести к сбою кода, или еще хуже производят неправильный ответ. Простой способ устранить многие из этих ошибок является запуск простых сценариев, которые имеют совершенно симметричны начальных и граничных условий. Например, положите горячий куб в точном центре большого холодного отсека, отключите гравитацию, и наблюдать за тепло диффузного от горячего куба в холодный газ. Любой простой ошибки в кодировании уравнении энергии появится почти сразу. Затем включите гравитацию, и в отсутствие каких-либо ошибки кодирования, совершенно симметричны шлейф восстанет из горячего куба. Это проверяет как кодирование энергией и импульсом уравнений. Аналогичные проверки могут быть сделаны для всех трехмерной конечный процедуры разницы. Так обширные эти типы проверок, что выпуск версии FDS имеет программу, которая генерирует небольшое количество случайных шумов в начальном поле потока таким образом, чтобы устранить любые ложные симметрии, которые могут возникнуть при численном решении.

Процесс добавления новых процедур для FDS выглядит следующим образом: обычно процедура написаны одним человеком, который берет последнюю версию исходного кода, добавляет новую рутину, и записывает теоретического и численного описания FDS Техническое справочное руководство, а также описание входных параметров для руководстве пользователя по FDS. Новая версия FDS затем тестируется с рядом эталонных сценариев, которые осуществляют ряд новых параметров. Предварительная приемка новой рутины основано на нескольких факторах: (1) он дает более точные результаты по сравнению с экспериментальными измерениями, (2) теоретическое описание звука, и (3) любые эмпирические параметры могут быть получены из открытых источниках, либо стандартное лабораторных аппаратов. Если новая программа будет принята, она добавляется к рабочей версии программного обеспечения и оценивается работает стандартная случая проверки и проверки тестов. Если предположить, что нет неразрешимых вопросов, возникающих в ходе тестирования, новая программа в конечном итоге становится частью окончательной версии FDS.

Даже со всеми кода проверки, это еще можно за ошибки, чтобы оставаться незамеченным. Одним из способов является то, что исходный код FDS публично освобожден. Хотя он состоит из порядка 100 000 линий заявления Fortran, раз-

личные независимые исследователи были в состоянии работать с ним, добавьте совершенствование, необходимое для очень специфических приложениях или для исследовательских целей, и доложить разработчикам ошибки, которые были обнаружены. Исходный код состоит из 27 отдельных файлов, каждый из которых содержит подпрограммы, связанные с особенностью модель, как и массы, импульса и уравнения сохранения энергии, активации пожаротушения и спреи, решатель давления и т.д. самый длинный подпрограммы посвящены вход, выход и инициализации. Большинство из тех, кто работает с исходным кодом не занимаются с этими длительных процедур а сосредоточиться на конечно-разностный алгоритм, содержащиеся в нескольких наиболее важных файлов. Наиболее серьезные ошибки находятся в этих файлах, они содержат ядро алгоритма. Внешних исследователей обеспечить обратную связь по организации кода и его внутренней документации, то есть комментарии в исходном коде. Кроме того, они должны компилировать код на своих компьютерах, добавив к своей портативности.

## ГЛАВА 3. РЕШАТЕЛЬ ОСНОВНОГО ПОТОКА

В этой главе мы представляем тесты, направленные на осуществление адвективных, давления и вязких членов, а также интегрирование по времени для не реагирующих течений.

### 3.1 2D Аналитическое решение уравнений Навье-Стокса (ns2d)

В этом разделе мы представляем аналитическое решение, что полезно для подтверждения скорости сходимости ошибки округления при дискретизации условий в основных уравнениях. Рассмотрим 2D Навье -Стокса

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (3.1)$$

где скорость задается  $\mathbf{u} = [U, V]^T$ , и кинематическую вязкость и давление обозначены  $\nu$  и  $p$  соответственно. Аналитическое решение этих уравнений имеет вид [37]

$$u(x, y, t) = 1 - A \cos(x-t) \sin(y-t) e^{-2\nu t}, \quad (3.2)$$

$$v(x, y, t) = 1 + A \sin(x-t) \cos(y-t) e^{-2\nu t}, \quad (3.3)$$

$$p(x, y, t) = -\frac{A^2}{4} [\cos(2(x-t)) + \cos(2(y-t))] e^{-4\nu t}. \quad (3.4)$$

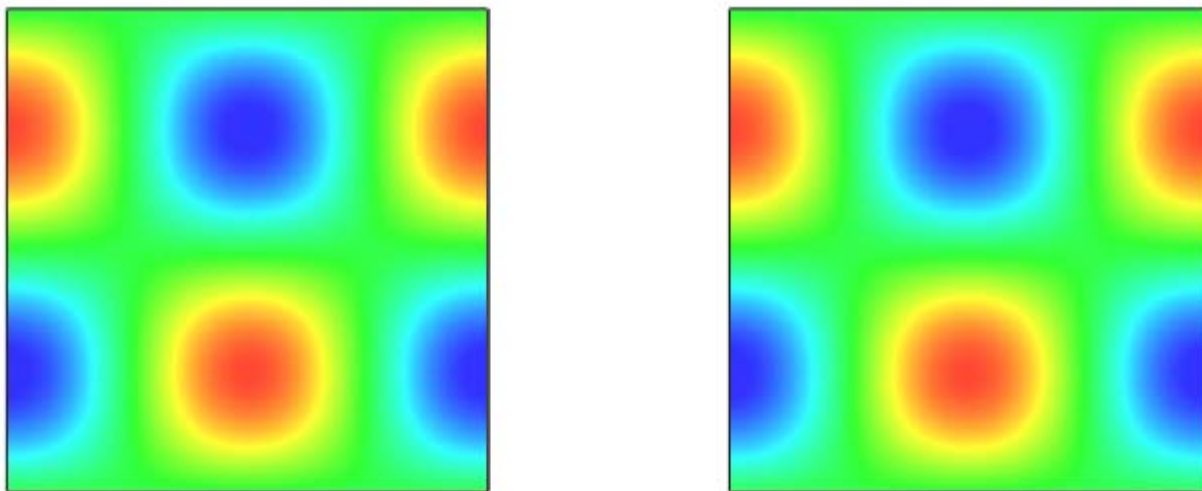
Здесь представляет собой произвольное амплитуды и предполагается принимать значения 2 в этом примере. Обратите внимание, что это решение удовлетворяет непрерывности на все времена

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.5)$$

является пространственно-периодической на отрезке  $2\pi$  в каждом направлении, и временно находится на периодические  $2\pi$ , если  $N = 0$ , в противном случае, решение экспоненциально убывает. Ниже мы приводим две серии тестов, которые демонстрируют второго порядка точности FDS численной схемы и, таким образом, обеспечивают прочную форму проверки кода для адвективных и вязких членов которого выполняло.

Физической области эта проблема является квадрат со стороной  $L = 2$  шт. Сетки равномерно  $DX = Dy = L = N$  в каждом направлении с  $N = 8, 16, 32, 64$  для каждой серии испытаний. Шахматном местах сетки обозначены  $XI = IX$  и  $YJ = JY$ , и центры ячеек отмечены черта,  $XI = XI \square DX = 2$  и  $YJ = YJ \square Dy = 2$ .

Во-первых, мы представляем качественные результаты для случая, в котором  $\nu = 0$ . Таким образом, только адвективные дискретизации и временем интегрирования проходят испытания. Рисунок 3.1 показывает начальные и конечные ( $T = 2\pi$ ) численное решение для случая  $N = 64$ . Как уже упоминалось, при  $\nu = 0$  решение является периодическим во времени и эта цифра показывает, что, как и должно быть в случае, FDS численного решения не меняется после одного проточного времени.



**Рис. 3.1: Начальное и конечное состояние П-составляющей скорости.**

Далее, на рисунке 3.2, показывают время истории и- составляющей скорости в центре области для случая, в котором  $\nu = 0$ :1. Хорошо видно, что решение FDS (тонкая линия) сходится к аналитическому решению (жирная линия). Обратите внимание, что аналитические решения оцениваются на том же месте, что и FDS разнесенной сетке место для U- компоненты скорости ( $XI = 2$ ;  $YJ = 2$ ), который отличается в каждом конкретном случае,  $N = (8, 16, 32, 64)$ .

Рисунок 3.3 является ключевым количественным результатом этой проверки теста. На этом рисунке мы построили квадрат ошибки, ERMS, в U- компоненту скорости от сетки. Ошибка определяется

$$\epsilon_{rms} \equiv \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \left[ U_{ij}^k - u(x_i, y_j, t_k) \right]^2}, \quad (3.6)$$

где  $M$ - число временных шагов и  $K$  индекс временного шага. Пространственные индексы ( $i = N = 2$ ,  $j = N = 2$ ) и  $U_{ij}$  представляет FDS значение П- составляющей скорости в шахматном место хранения для ячейки ( $i, j$ ) во время ста-

дией  $l$  и  $(X_i, Y_j, T_k)$  является аналитическим решением для U- компоненты в соответствующем месте в пространстве и времени. На рисунке подтверждает, что адвективных членов, вязких членов, и время, интеграция в код FDS сходятся и второго порядка точности.

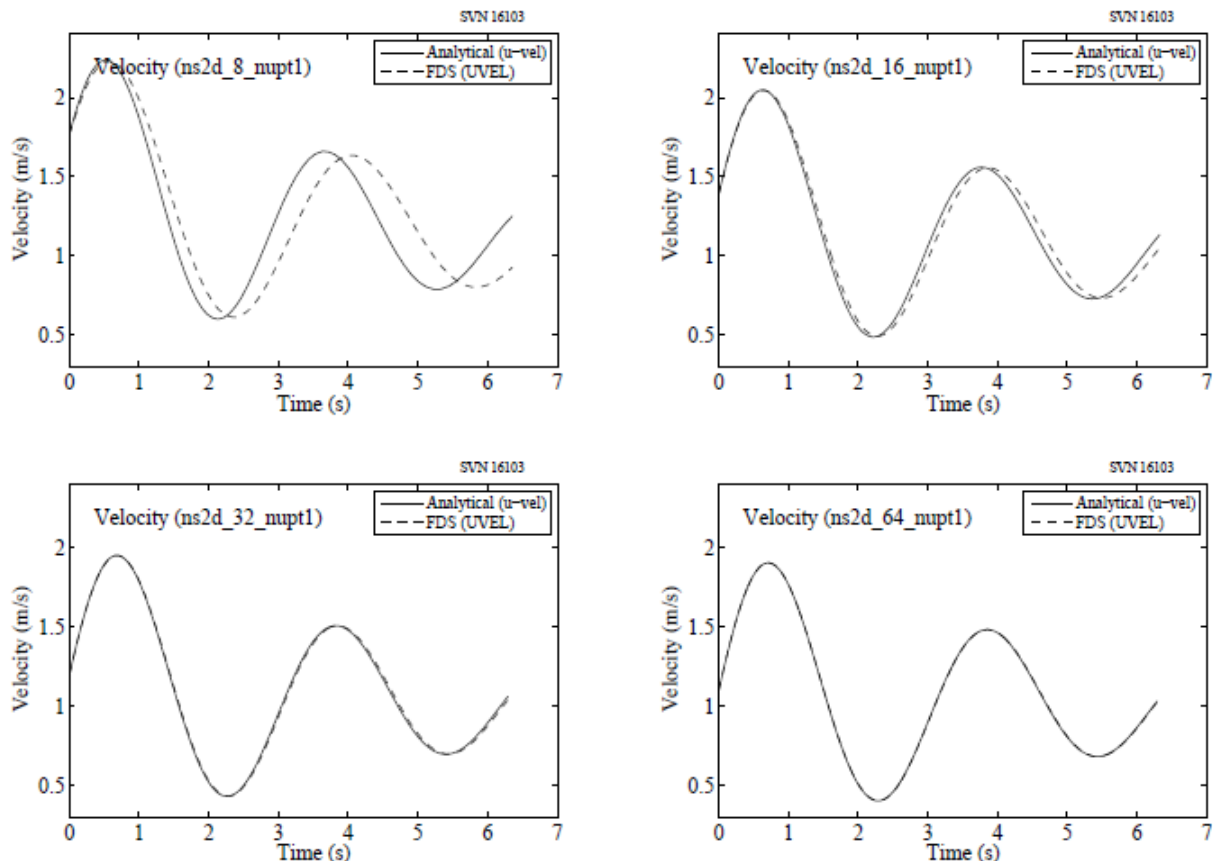


Рисунок 3.2: Время истории U- компоненты скорости половину ячейки сетки ниже центра домена для ряда сетки резолюций. Домен является квадрат со стороной  $L = 2\pi$  м. Сетки  $N \times N$  равномерные. Идет слева направо и сверху вниз у нас есть резолюция  $N = 8, 16, 32, 64$ , ясно показывающая сходимость численного решения FDS (кружки) к аналитическим решением (сплошная линия). Случай запускается с постоянными свойствами,  $R = 1$  кг/м<sup>3</sup> и  $\tau = 0.1$  кг / м / с, а КЛЛ из 0,25.

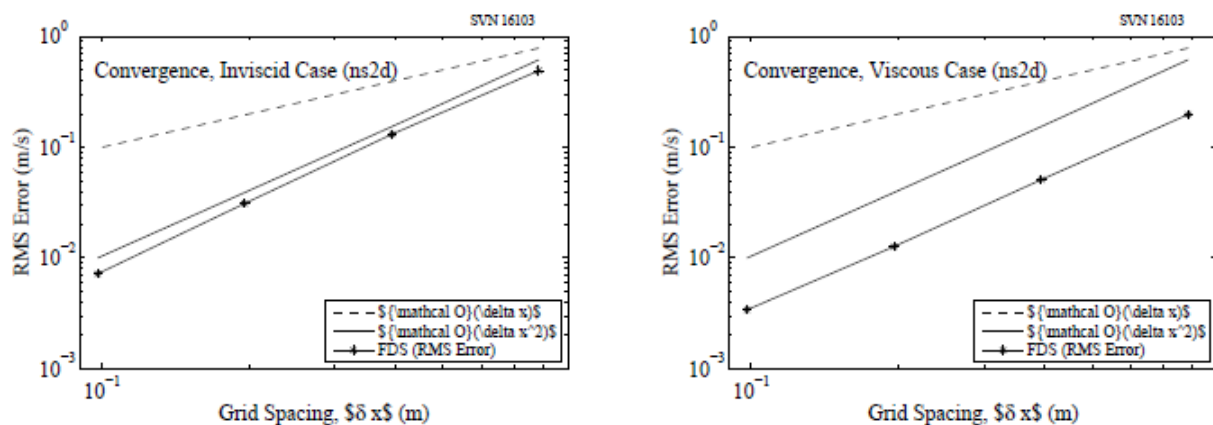


Рисунок 3.3: (Слева) скорости сходимости для U- компоненты скорости с  $N = 0$ , показывающие, что в условиях адвективных код FDS второго порядка точно. Треугольники представляют среднеквадратичная ошибка в U- компонент для шага сетки из  $DX = L/N$ , где  $L = 2\pi$  м и  $N = 8, 16, 32, 64$ . Сплошная линия первого порядка точности и пунктирная линия второго порядка точности. Симуляция выполняется на время  $T = 2\pi$  с с КЛЛ из 0:25. П- компонент в центре области, сравнивают с аналитическое решение в том же месте. (Правый) же делу, за исключением  $p = 0.1$ , показав, что вязкие члены в код FDS второго порядка точно.

### 3.2 Двухмерное моделирование вихрей (vort2d)

Макс Гулд, студент NIST SURF

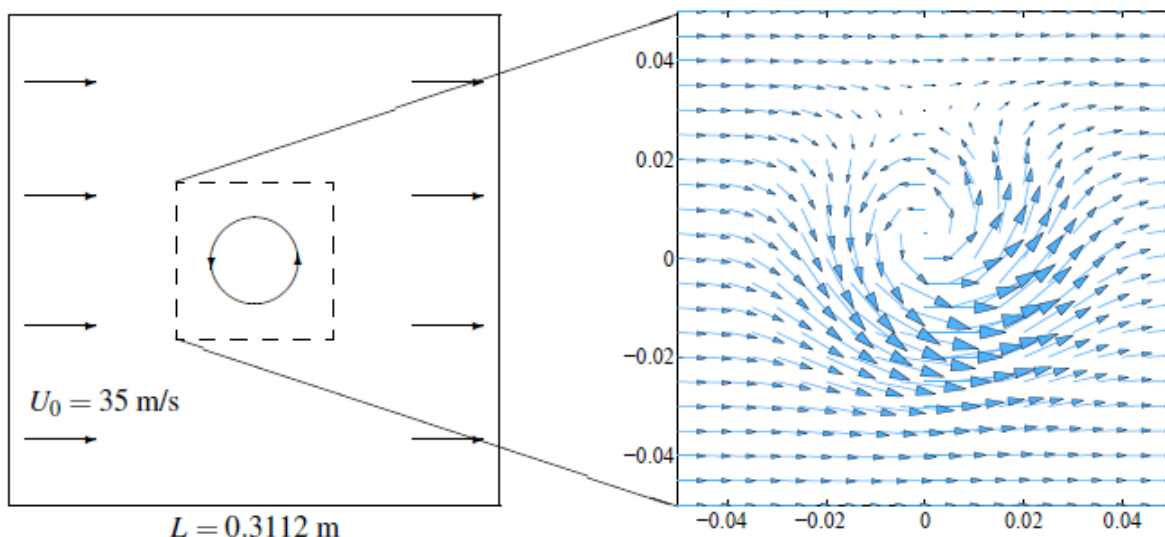
Рагини Ачарья, Научно-исследовательский центр

В данном разделе представлен еще один случай, который демонстрирует точность второго порядка алгоритма переноса FDS. Рассмотрим аналитически стабильное поле потока, состоящее из одиночного вихря, переносимого посред-



ством равномерного потока, тестовый случай разработан CERFACS<sup>1</sup> [38]. Поддержание геометрии вихря с течением времени обеспечивает хороший показатель порядка точности схемы переноса.

<sup>1</sup> (фр.) Европейский центр исследований и повышения квалификации в области научных вычислений



**Рис. 3.4: Векторное поле двумерного вихря в постоянном поле потока.**

Вихрь первоначально определяется как градиент потенциального поля,

$$\Psi_0(x, z) = \Gamma \exp \left[ -\frac{x^2 + z^2}{2 R_c^2} \right], \quad (3.7)$$

где  $\Gamma$  определяет его интенсивность, а  $R_c$  – его характерный размер. Компоненты скорости оцениваются с помощью градиента потенциального поля, накладываемого на постоянное поле скоростей потока  $U_0$  в положительном направлении  $x$ ,

$$u(x, z) \equiv U_0 + \frac{\partial}{\partial z} \Psi_0 = U_0 - \frac{\Gamma z}{R_c^2} \exp \left[ -\frac{x^2 + z^2}{2 R_c^2} \right], \quad (3.8)$$

$$w(x, z) \equiv -\frac{\partial}{\partial x} \Psi_0 = \frac{\Gamma x}{R_c^2} \exp \left[ -\frac{x^2 + z^2}{2 R_c^2} \right], \quad (3.9)$$

где  $U$  и  $W$ , обратитесь к скорости в  $X$  и  $Z$ - направлениях соответственно. Для наших целей мы должны анализировать только один компонент поля скоростей. Мы сосредоточим наше внимание на  $U$ - компоненты скорости.

Определим расчетную область в качестве двумерной квадратной области,  $L = 0.3112$  м на стороне, с периодически-ми граничными условиями. Срок регистрации домена дискретизации для ряда квадратные, двумерные ячейки 402, 802, 1602, 3202 и клетки сетки. Для целей этого теста, мы устанавливаем параметры потока, как

$$\begin{aligned} U_0 &= 35 \text{ m/s} \\ R_c &= L/20 = 0.01556 \text{ m} \\ \Gamma &= 0.04 U_0 R_c \sqrt{e} = 0.0359157 \end{aligned}$$

Постоянное поле потока и периодические граничные условия вызывают вихревые многократно проходить через расчетную область. "Сквозной" время,  $TF$ , определяется как период времени, необходимый для стабильного вихрь, чтобы вернуться в исходное положение,

$$t_f = L/U_0 \simeq 8.8914 \times 10^{-3} \text{ s}.$$

Чтобы убедиться, что численное решение сходится к аналитическому решению, мы устанавливаем шаг по времени,  $\Delta T$ , так что Курант-Фридрихс-Леви (CFL) число составляет 0,5.

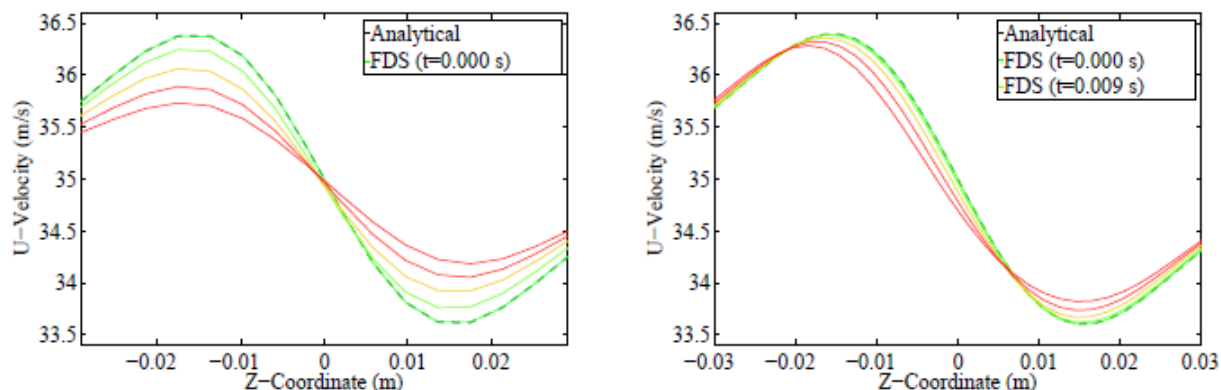


Рис. 3.5: и скоростью вдоль оси  $x = 0$  построены для каждого из первых четырех вихря петли через расчетной области. (Левый) 802 ячейки сетки модели. (Правый) 1602 ячейки сетки модели.

Участок U-значения скорости только вдоль оси обеспечивает простой характеристики вихревой геометрии. Степень, в которой эта геометрия изменения во времени дает качественную меру точности транспортного алгоритма. Рисунок 3.5 показывает эти участки в течение двух различных разрешениях сетки. Каждая линия представляет собой график приняты для различного числа проточных раз так что красные линии представляют собой вихревой после того, как он прошел наиболее проходит через расчетной области, а зеленые линии представляют собой вихревые в начальной фазе. Сломанной черная линия представляет аналитическое решение. Поскольку вихрь проходит более проходов через расчетной области, ее профиль скоростей расходится дальше и дальше от аналитический профиль. В то время как расходжение еще происходит на тонкие сетки, в какой степени он расходится после такого же количества проточных раз значительно меньше.

Скорость, с которой моделируется профилей сходятся к аналитическим определяет порядок точности численной схемы. На рисунке 3.6 мы изобразим среднеквадратичная ошибка численного решения в зависимости от разрешения сетки. Три цветных кривые представляют среднеквадратичная ошибка в трех различных сквозной раза. Разбитые и твердые черные линии представляют сюжет соответствующий градиент первого и второго порядка ошибки соответственно. В то время как ошибки возрастает с каждым потоком во времени, градиенты линий примерно параллельно сплошной черной линией, указывая второго порядка точности численной схемы.

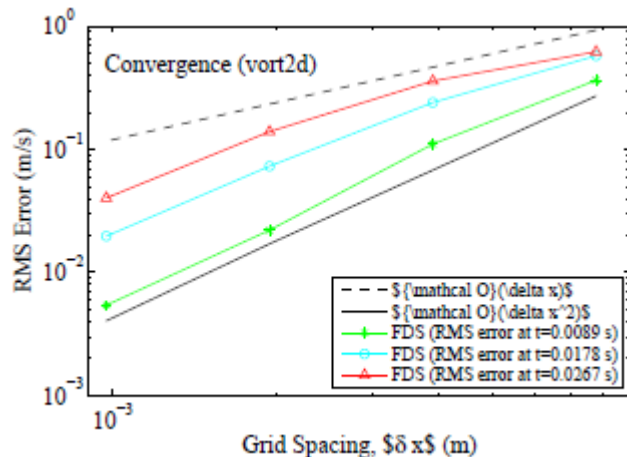


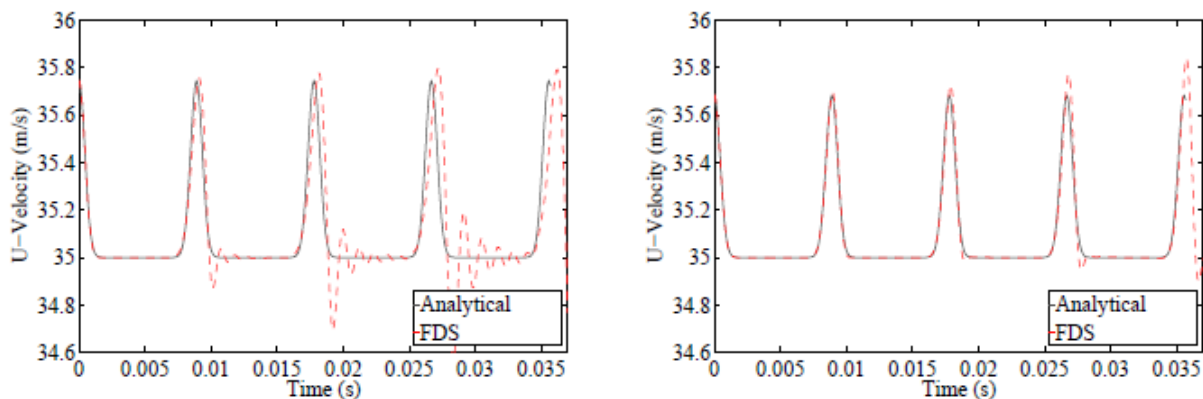
Рис. 3.6: RMS ошибка между моделируемых и аналитические  $u$ -значения скорости вдоль оси построены для каждой сетки разрешение на каждой из трех последующие проходы вихревого через расчетной области.

Для анализа устойчивости вихря в другое время, чем дискретных кратных сквозной время рассматривать нестационарные потенциального поля и соответствующего U-компоненты скорости:

$$\Psi(x, z, t) = \Psi_0 \exp \left[ \frac{2 U_0 x t - U_0^2 t^2}{2 R_c^2} \right], \quad (3.10)$$

$$u(x, z, t) = U_0 - \Psi_0 \frac{z}{R_c^2} \exp \left[ \frac{2 U_0 x t - U_0^2 t^2}{2 R_c^2} \right]. \quad (3.11)$$

На рисунке 3.7, мы покажем U-скорости в одной точке, в нижнем левом краю вихрь, для двух различных разрешений сетки, 802 и 1602. Сетка разрешением 3202 ячейки сетки, производит сюжет, который, к глазу, идеальный матч, закрепленных на четырех сквозной раза.



**Рис. 3.7: Имитация и аналитические значения и скорости в точке на графике как функцию времени в течение временного периода, равного четыре раза проточного времени. (Слева)  $80^2$  модели ячейки сетки. (Справа)  $160^2$  модели ячейки сетки.**

### 3.3 Ветхия изотропной турбулентности

В этом разделе мы представляем канонического потока для LES, которая проверяет, является ли модель подсеточной стресса были закодированы должным образом. В некоторых случаях разница между верификации и валидации не очень понятно. Как только модель хорошо разработана и утверждены это может фактически быть использован в качестве формы проверки. Конечно, такой тест не такой сильный, как проверки сходимости исследовании было показано в разделе 3.1. Тем не менее, эти тесты часто весьма полезны в выявлении проблем в коде. Случай мы рассмотрим в этом разделе, гниющие изотропной турбулентности, очень чувствителен к ошибкам в адвективных и диффузионного условия, потому что основные физики по своей сути трехмерным и получать право проблемы сильно зависит от тонкого баланса между динамикой и вихрем тепла. Еще более тонким, но достаточно мощным проверки тест также представлены в этом разделе, когда мы установить как молекулярные и турбулентные вязкости к нулю и убедиться, что интегрированная энергетическая кинетической внутри домена остается постоянным. При отсутствии любой форме вязкость, опыт показал, что малейшие ошибки в адвективных условий или давление проекции вызовет код для перехода неустойчивой. Эта проверка, следовательно, сильнее, чем можно было бы ожидать изначально.

В этом разделе мы тестируем модели FDS против низких числах Рейнольдса (Re) данные Comte- Белло и Корсина (CBC) [39]. Влияния вязкости важны в этом набор данных для хорошо разрешенных LES, тестирование модели, AOS Re зависимости. Следуя [40], мы используем периодическую коробку сторону  $L = 9.2$  р сантиметров ( $\approx 0.566$  м) и  $N = 1:05_{10}$  м<sup>2</sup> = с для кинематической вязкости. Безразмерных раз для этого набора данных являются:  $x = M = 42$  (начальное условие), 98 и 171, где M является характеристической интервал сетки CBC аэродинамической трубе и x равно по потоку положение станции данных. Учитывая среднюю скорость в эксперименте CBC аэродинамической трубе, они соответствуют мерные времени  $T = 0:00, 0:28, 0:66$  и секунд в нашем моделировании.

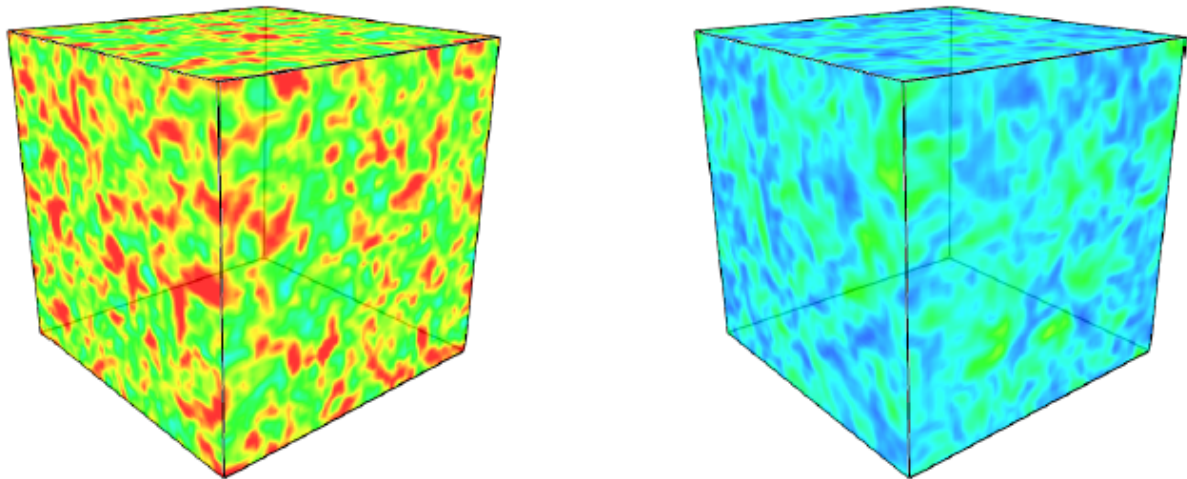
Начальное условие для моделирования FDS создается путем наложения Фурье мод со случайными фазами, что спектр совпадает с начальной CBC данных. Итерационная процедура используется, когда поле разрешено распада для малых приращений времени подлежат Навье-Стокса физики, каждая волна числа затем вводится с энергией вновь совпадать с начальной фильтруется CBC спектра. Конкретные фильтр, используемый здесь обсуждается в [41].

Чтобы дать читателю качественной смысле потока, Рисунок 3.8 показывает начальное и конечное состояние поля скорости в 3D- периодической области. Поток невынужденных и поэтому, если вязкость присутствует общая энергия распада со временем из-за вязкой диссипации.

#### 3.3.1 Постоянная Смагоринского (csmag)

Поскольку вязкое веса нерешенным, модель подсеточной стресса требуется. Здесь напряжение закрывается, используя гипотезу градиент диффузии и турбулентной вязкости моделируется модель постоянного коэффициента Смагоринский с коэффициентом считать  $C_s = 0.2$  (см. Техническое руководство для получения дополнительной информации).

Кривые распада для двух разрешениях сетки показаны нанесены на левую на рисунке 3.9. Для кода, такие как LES FDS который использует физически основе модель подсеточной, важный тест проверка для запуска этого периодического изотропной моделирования турбулентности в отсутствие как молекулярные и турбулентной вязкости. Для так называемых,  $\Delta$ energy - сохранение, AU явных числовых интегрированная энергетическая останется почти постоянной во времени. Об этом свидетельствует штрих-пунктирной линией в верхнем левом графике на рисунке 3.9. Отклонения от идентичных сохранения энергии (в машинной точности), возникающие только из-завременной дискретизации (пространственные термины консервативное, как описано в [42]) и стремятся к нулю пришаге по времени идет к нулю. Обратите внимание, что строгая экономия энергии требуется неявное время интегрирования [43, 44] и, как показывает красная кривая на том же участке, где только молекулярная вязкость присутствует в моделировании, эта стоимость является необоснованным, учитывая, что молекулярные скорости диссипации четко затмевает относительно незначительное количество числовой рассеивание вызванное явным методом. FDS результата, используя вязкость Смагоринский вихревые (черная сплошная линия) соответствует данным CBC (красные кружки) и для 323 случае (верхний левый). Тем не менее, FDS результаты немного слишком диссипативных в 643 случае (нижний левый). Это связано с известным ограничением постоянный коэффициент Смагоринского модели, а именно, что турбулентной вязкости не сходится к нулю при соответствующей скорости как фильтр ширина (здесь эквивалентной сетки) уменьшается.



**Рис. 3.8: Начальное и конечное состояния скорости величины для изотропного поля турбулентности.**

Справа от каждого участка кривой распада на рисунке 3.9 является соответствующая спектральная сравнения данных. Три черные сплошные линии CBC спектральные данные для момента времени соответствующие мерные времени  $T = 0:00, 0:28, 0:66$  и секунд в нашем моделировании. Как описано выше, начальную скорость FDS поле (представлена черные точки) задается в соответствии с данным CBC до предела сетки Найквиста. Оттуда спектральной энергии распадается быстро, как описано в [41]. Для каждого из спектральных участков на правом, результаты интерес представляют значения красного и синих точек и насколько хорошо эти совпадают с соответствующими данными CBC. Для  $32^3$  случае (верхний правый) результаты удивительно хорошо. Интересно, что результаты для более высоким разрешением  $64^3$  дела не так хороши. Это потому, что вязкое веса довольно хорошо разрешенный в более позднее время в эксперименте, и, как уже упоминалось, постоянный коэффициент Смагоринского модель слишком диссипативной в таких условиях. (Выбор модели также влияет постоянное эти результаты - лучшее согласие с  $64^3$  случае может быть достигнута с более низким значением  $C_s$ , но договор в  $32^3$  случае затем будет хуже.)

В целом, соглашение между FDS моделирования и CBC данные, идет удовлетворительно и любые расхождения можно объяснить ограничения модели. Поэтому, в качестве подтверждения результаты здесь в положительном, что ничего указывает на ошибки в коде.

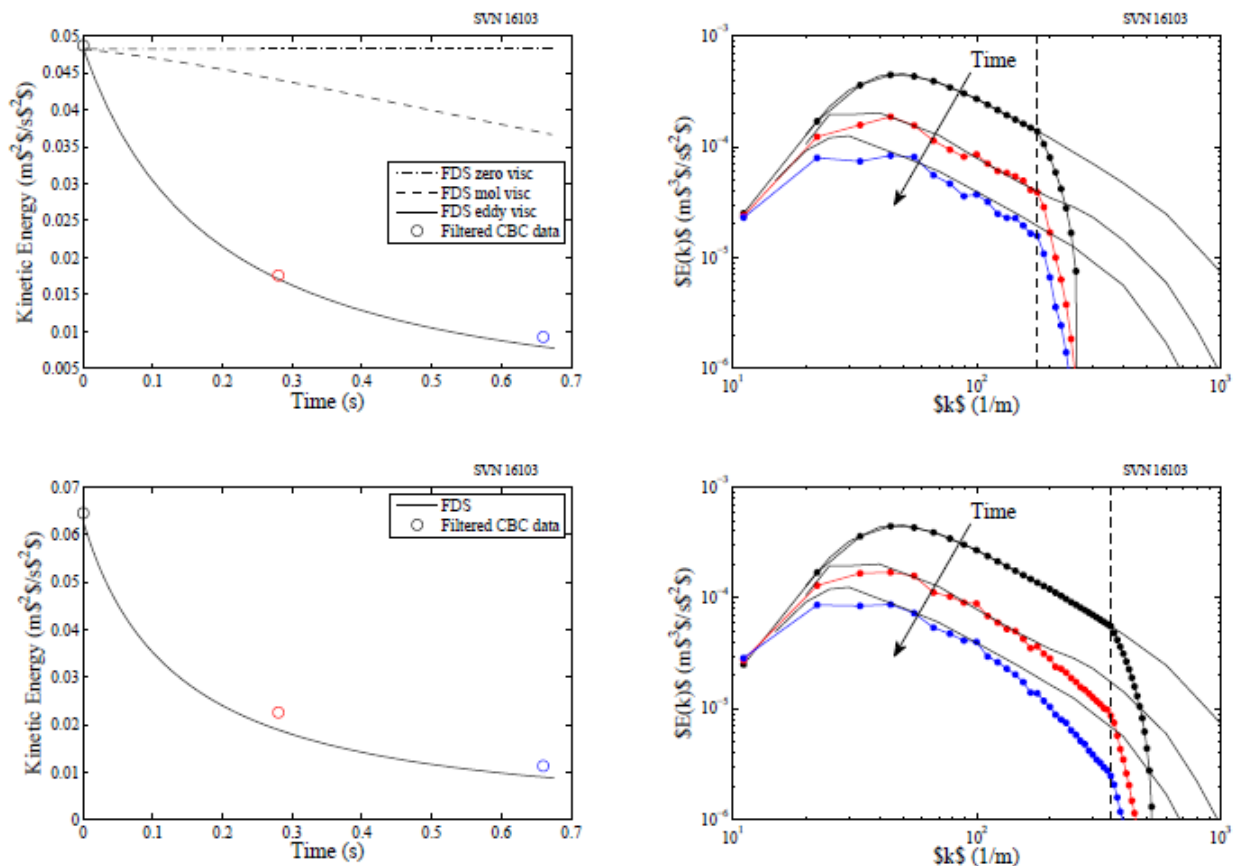
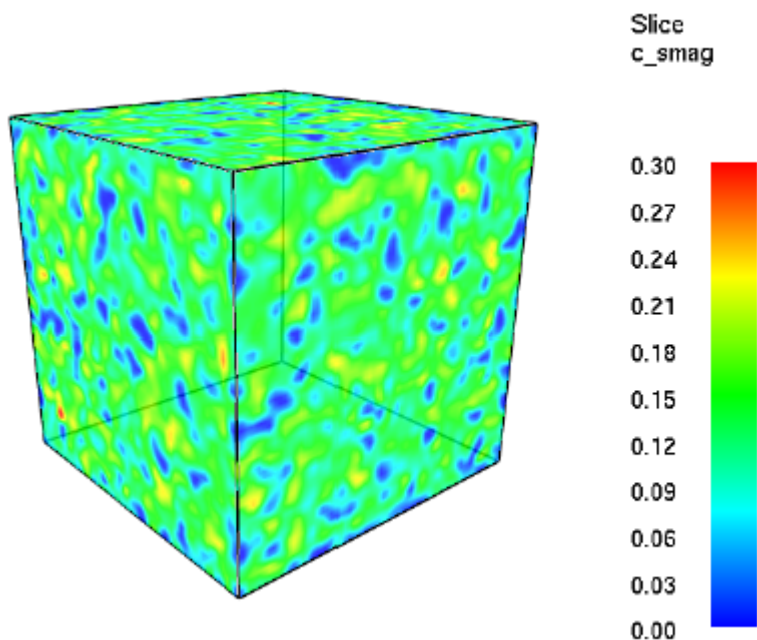


Рис. 3.9: (левый) Время истории интегрированной кинетической энергии, соответствующую сетку решений по правой стороне фигуры. В  $32^3$  случае (вверху), CBC данных (кружки) получаются путем применения фильтра к CBC энергетических спектров на пределе Найквиста для  $N = 32$  сетки. Аналогично, для  $64^3$  случай (внизу), CBC данные получаются из фильтруется спектры для сетки  $N = 64$ . (Правый) энергетические спектры  $32^3$  случай (вверху) и  $64^3$  случай (внизу).



Сплошная черная линия спектральных данных Comte-Белло и Корсина в трех различных точках во времени соответствующих позиций вниз по течению в турбулентном аэродинамической трубе. Начальное условие для поля скоростей (спектры показаны черными точками) в моделировании FDS назначают такие, что энергетический спектр соответствует начальным данным CBC. Спектры FDS энергии, соответствующей последующей CBC данные показано красными и синими точками. Вертикальная пунктирная линия представляет волновое предел Найквиста сетки.



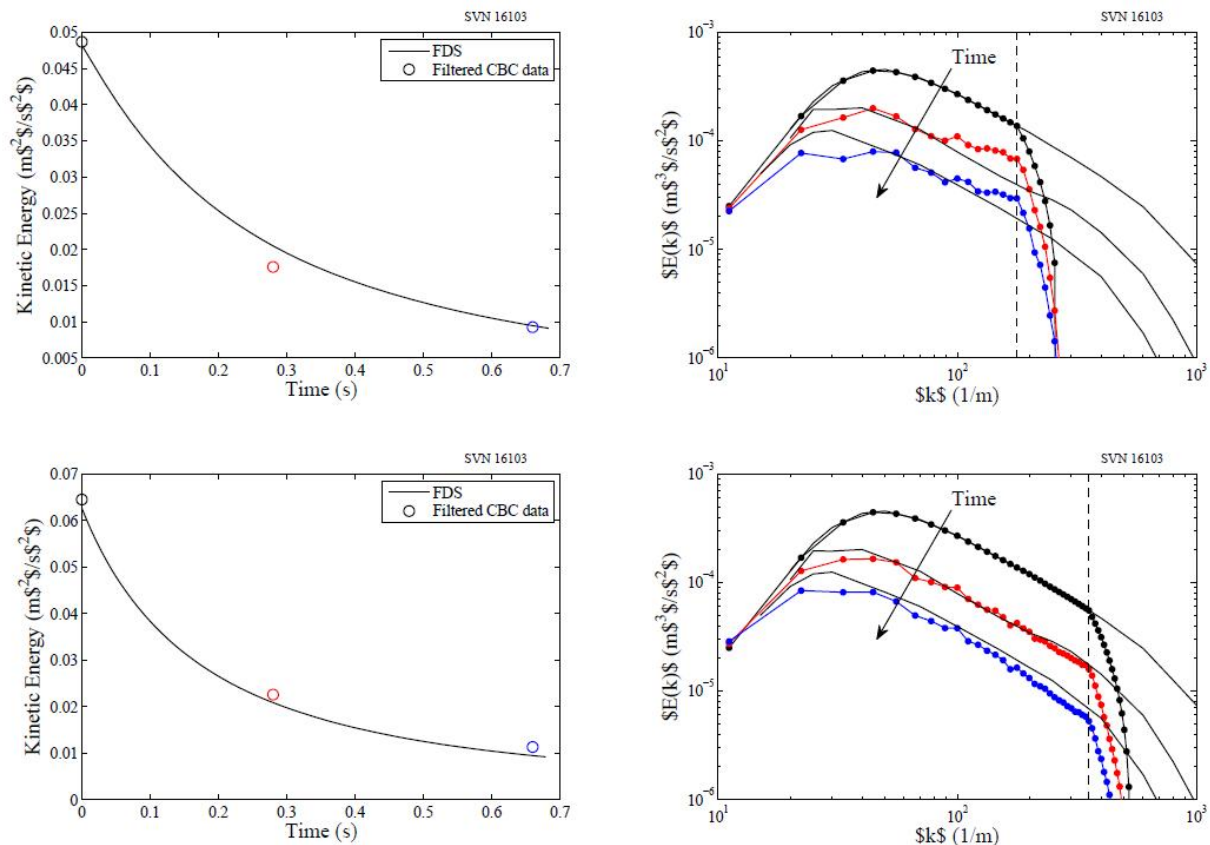
**Рис. 3.10: Смагоринский коэффициент  $64^3$  моделирование CBC эксперимента.**

### 3.3.2 Динамическое Смагоринский (dsmag)

В предыдущем разделе все расчеты проводились с постоянным и равномерным коэффициентом Смагоринского,  $C_s = 0.2$ . Для канонического случая однородной изотропной затухающей турбулентности - при достаточно больших числах Рейнольдса - эта модель является достаточной. Однако мы заметили, что даже для изотропной турбулентности проблема, когда число Рейнольдса сетки низка (т.е. поток хорошо разрешенных) модель постоянного коэффициента стремится к более предсказать диссипации кинетической энергии (см. рисунок 3.9). Это потому, что турбулентной вязкости не сходится к нулю при надлежащей скорости; пока штамм присутствует в потоке (величина пятна Тензор скорости отлична от нуля), турбулентной вязкости будет отлична от нуля. Это нарушает принцип в ЛЕ развития: что метод должен сходиться кDNS, если поток поля достаточно решены.

Динамический порядок расчета коэффициента модель (набор `TURBULENCE_MODEL = "динамических Смагоринский на MISC"`) снимает эту проблему. Основой модели является то, что коэффициент должен быть одинаковым для двух различных весов фильтра в инерционном интервале. Подробности процедуры объясняются в следующих публикациях [45, 46, 47, 48, 28]. Здесь мы приводим результаты для реализации динамической модели в FDS. На рис 3,10 покажем, контуры Смагоринского коэффициент  $C_s(x, t)$ , в то время, на полпути через  $64^3$  моделирования CBC эксперимента. Следует отметить, что коэффициент составляет от 0,00 до примерно 0,30 в домене со средним значением около 0,17 падения.

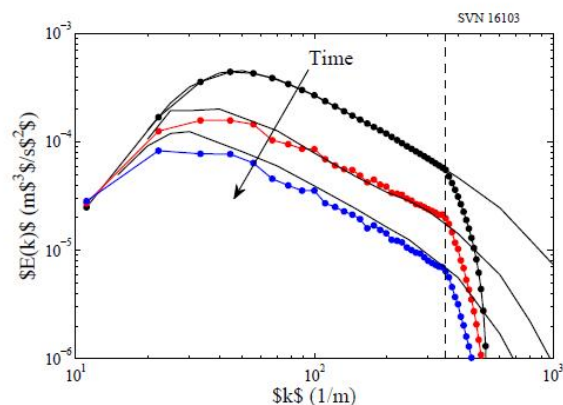
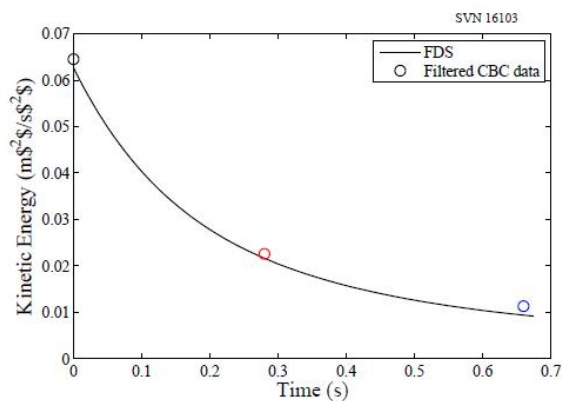
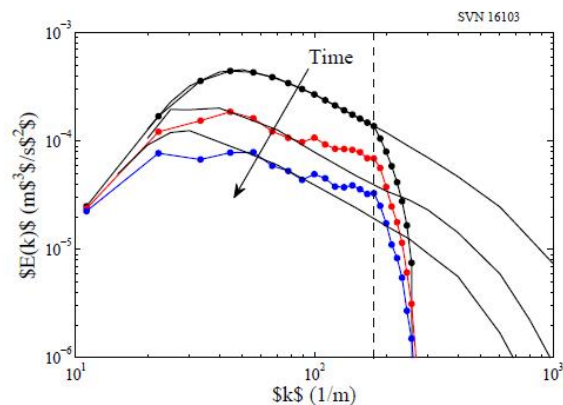
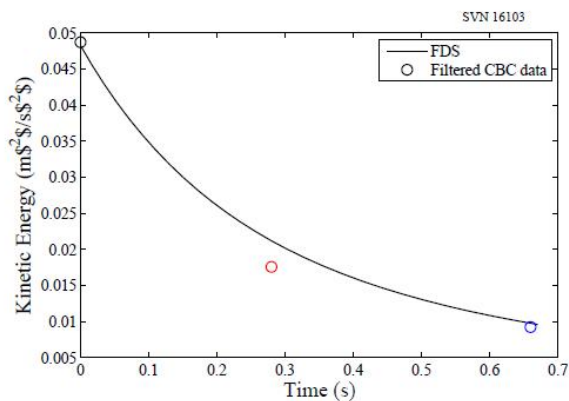
Далее, на рисунке 3.11, мы покажем результаты для динамической модели аналогичны Рисунок 3.9. В 323 случае результат не резко отличается от модели постоянной коэффициент. В самом деле, можно утверждать, что результаты 323 постоянных коэффициентов немного лучше. Но есть несколько причин, почему мы не должны останавливаться здесь и сделать вывод, что модель постоянного коэффициента превосходит. Во-первых, как было отмечено в Папу Упражнение 13.34 [49], 383 требуется решить 80 % от общей кинетической энергией (для этого потока) и тем самым поставить отсечки волновое число в инерционном интервале турбулентных масштабах длины. Папа рекомендует симуляций, которые являются underresolved поэтому критерию следует называть «очень крупных вихрей моделирования» - прогноза погоды является типичным примером. Для 323 LES, фильтр теста шириной в динамической модели падает с разрешением 163, явно не входят в инерционном интервале. Молчаливого допущения, лежащие в основе оригинальной интерпретации динамической модели является то, что обе сетки фильтра масштаба и контрольный фильтр масштаба должны укладываться в инерционном интервале, так как это диапазон, в котором масштабы турбулентного движения (в теории) проявляют фракталоподобных, масштаб подобного поведения (в последнее время процедура была получена из других аргументов [50]). Имея это в виду, это, пожалуй, не удивительно, что динамическая модель не выполняет оптимально для низкого случае разрешение. В версии с большим разрешением  $64^3$  случай, однако, динамическая модель действительно выполняет лучше, чем постоянный коэффициент модели, и это желаемый результат: мы хотим более высокую производительность с более высоким разрешением. Как видно из энергетических спектров (нижняя правая), энергия вблизи границы сетки Найквиста более точно сохранены динамической модели. Это соответствует лучшей структуры потока с меньшим количеством клетки сетки. Таким образом, для практических расчетов инженерных интересов небольших вычислительных мощностей вычисления коэффициента может быть выздоровел на снижение количества клеток.



**Рис. 3.11: Результаты динамической модели Смагоринского (по аналогии с Рис. 3.9) для интегрированной кинетической энергии (слева) и спектров (справа).**

### 3.3.3 Deardorff (Deardorff)

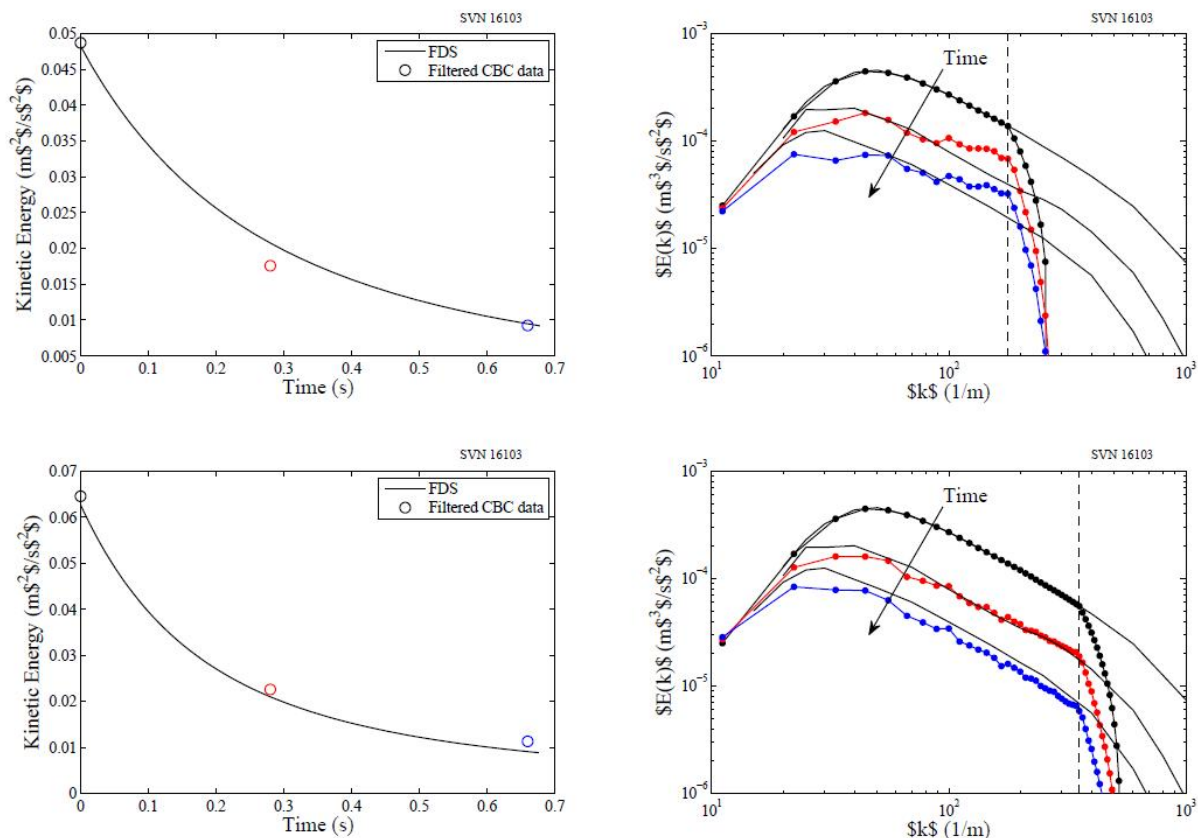
В этом разделе мы приводим результаты для FDS имплантации Deardorff изотропной модели турбулентной вязкости,  $NT = \text{сп} \cdot ksgsD$ , где  $\text{сп} = 0:1$  [49, 51]. Вместо транспортировки подсчетной кинетической энергии, в FDS KSGS оценивается с алгебраическим замыканием на основе шкалы сходство [52]. Как можно видеть на фиг 3,12, в этом случае модель Deardorff сопоставима с динамической Смагоринского. Deardorff дешевле вычислительно, однако, и, как правило, работают лучше для низкого разрешения огонь факела динамику, чем динамические модели. По этим причинам, Deardorff является по умолчанию модель турбулентности в FDS.



**Рис. 3.12: Результаты модели Диардорфа (по аналогии с Рис. 3.9) для интегрированной кинетической энергии (слева) и спектров (справа).**

### 3.3.4 Времан (vreman)

Вязкость Vreman вихревые модели [53] является эффективной альтернативой динамической модели Смагоринского (DSM). Короче говоря, пространственные поля для компонентов скорости разлагаются в ряд Тейлора и тест фильтруется аналитически, избегая дорогих тестов фильтрации операций, необходимых в DSM. Полученная модель превосходит постоянный коэффициент модели Смагоринского (CSM), потому что, в отличие от CSM, с моделью Vreman в подсеточной диссипации автоматически исчезает, если поток полностью решен сетки.



**Рис. 3.13: Результаты для модели Времана (по аналогии с Рис. 3.9) для интегрированной кинетической энергии (слева) и спектров (справа).**

### 3.4 Осевая затуханием скорости (Jet)

Грегор Ягер, BFT Cognos GmbH, Германия

Jet\_ серии в проверке / Turbulent\_Jet каталога проверяется возможность смыкания подсеточной (турбулентностью-модели) правильно захватить переход от ламинарного течения к турбулентному и последующий распад импульса для несжимаемой струи.

Решение FDS сравнивается с экспериментальными наблюдениями от Kümmel [54]. В начальной области струи,  $x < x_0$ , скорости и имеет постоянный вблизи оси и равна скорости в сопле ( $u_0$ ).

Для прямоугольного отверстия сопла высота  $H = 0.8$  и ширина  $B = 0.8$ , начальная длина вычисляется путем

$$x_0 = \frac{h}{m} \quad (3.12)$$

где смешанное число  $m$  составляет от 0,12 до 0,20.

В области перехода вязкое смешивание распространяется на весь поток струи и скорости потока вдоль оси уменьшаются. Средней скорости потока в центральной струи  $U_{\max}(x)$  вычисляется  $U_{\max}(x) =$

$$u_{\max}(x) = \frac{x_0}{x} \sqrt{\frac{b}{h}} = \frac{1}{mx} \sqrt{bh} \quad (3.13)$$

Испытание четырех моделей турбулентности: (1) постоянная Смагоринского (csmag), (2) динамическая Смагоринского (dsmag), (3) Дирдорфа (FDS по умолчанию) и (4) Времана. Результаты приведены на Рис. 3.14. Для каждой модели выполняются два решения сетки, соответствующие  $h=dx=8$  (цветные пунктирные линии) и  $h=dx=16$  (цветные сплошные линии).



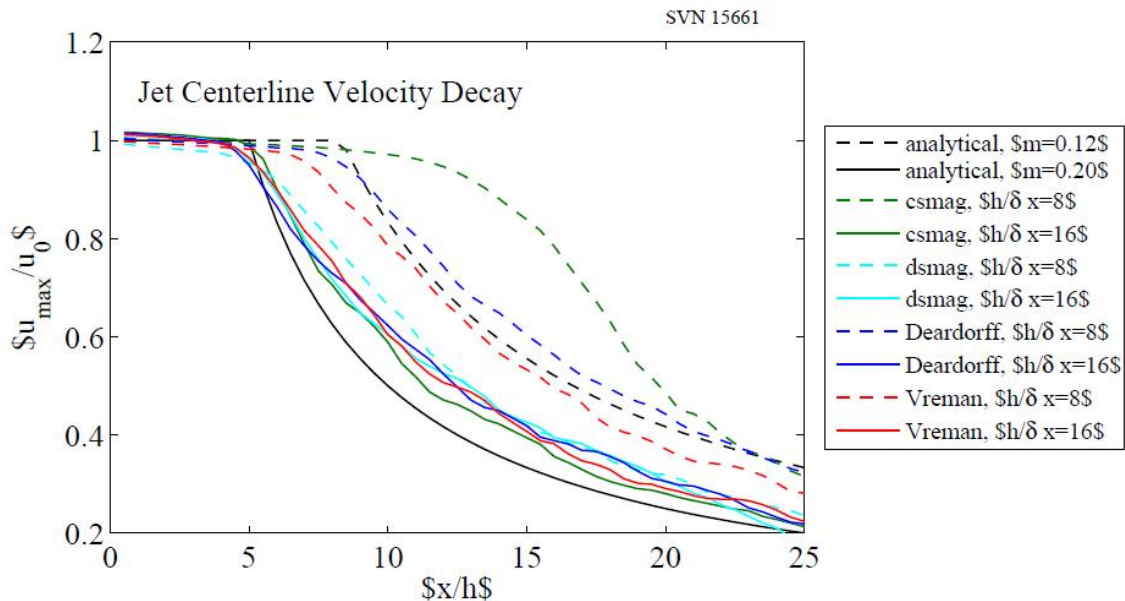


Рис. 3.14: Осевая затухания скорости для струи высокого числа Рейнольдса ( $Re_h = 1\ 105?$ ) с квадратным отверстием стороны  $h$ . Результаты FDS (цветные линии) показаны для различных моделей турбулентности в двух решениях сетки. Для сравнения результаты анализа (черные линии) показаны для двух значений числа смешения.

### 3.5 Пристеночные потоки

Стена потока уже давно является проблемой для моделирования крупных вихрей (LES) [55, 56, 57, 49, 58]. Несмотря на свое обещание и изысканность, практические LES коды ушел в отставку, чтобы смоделировать натяжение стенок сосудов, в отличие от решения важных динамически масштабах длины у стены. FDS использует скорость журнала закона профиль [49] для моделирования турбулентного потока вблизи стенки.

#### 3.5.1 FDS Moody Chart (Пуазейля, капризным, $z_0$ )

Как минимум, модель стена должна точно воспроизводить среднего напряжения стене для потока в прямом квадратном канале. Проверим, что это верно для FDS путем воспроизведения Moody диаграмму, график коэффициента трения от числа Рейнольдса для течения в трубе [59].

Подробная информация о разработке FDS приведены в Техническом руководстве [28]. Здесь мы предлагаем только основные компоненты модели необходимое для лечения постоянным потоком канал плотности. Ниже приведено уравнение фильтруемой непрерывности и уравнение импульса:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial \rho}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^r}{\partial x_j} \right], \quad (3.15)$$

где  $\tau_{ij}^r$  – девиаторная часть тензора остаточных напряжений. В данной работе мы указываем постоянный перепад давления  $dp=dx$  в направлении потока для управления потоком. Гидродинамическое давление  $\tilde{p}$  получено из уравнения Пуассона, которое приводит к (3.14). Подробная информация о модели, используемая для вязкого напряжения у стены, например,  $\bar{\tau}_{xz}|_{z=0}$ , приведена в техническом руководстве FDS [60].

#### Ламинарные результаты

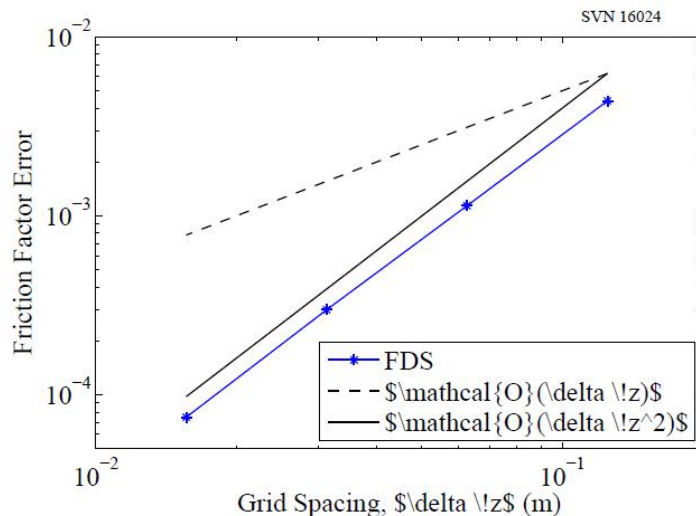
Как проверка условия прилипания границы и дальнейшая проверка импульс решателя в FDS, мы выполняем простой 2D ламинарного (Пуазейля) вычисление расхода потока через прямой канал. Высота канала  $H = 1$  м, а длина канала  $L = 8$  метров. Количество ячеек сетки в продольных  $x$  направлении  $N_x=8$ . Число клеток в нормальной к стенке направлении  $z$  изменяется  $N_z=f8, 16, 32, 64$ . Плотность жидкости  $R=1.02$  кг/м<sup>3</sup> и вязкостью  $0.025$  кг/м·с. Среднее падение давления установлен равным  $DP=DX=1$  Па/м в результате  $ReH=160$ . Коэффициент трения  $f$  (Муди), который удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Delta p = f \frac{L}{H} \frac{1}{2} \rho \bar{u}^2, \quad (3.16)$$

определяется из стационарного средней скорости  $\bar{u}$  и, которая выводится FDS для указанного перепада давления. Точная коэффициентом трения для этого потока является  $f_{exact} = 24 = ReH$ . Ошибка коэффициента трения  $JF \propto f_{exact} J$  построена для диапазона шага сетки  $DZ = H = N_z$  на рисунке 3.15 демонстрируя второго порядка сходимости поля скоростей ламинарного.

#### Результаты турбулентности

Гладкие стены до стены проверить модель для турбулентного потока мы выполняем 3D LES квадрата канала с периодическими границами в направлении потока и постоянным и однородным градиент среднего давления, при котором поток. Проблема создана почти идентична ламинарного случая из предыдущего раздела, за исключением здесь мы выполняем 3D расчеты и поддерживать кубических ячеек, как мы уточняем сетки: мы проводим соотношение 8:1:1 между  $N_x$ :  $N_y$ :  $N_z$  для всех случаев. Случаи, показанные ниже определяются в соответствии с разрешением их сетки в направлении  $z$ .



**Рисунок 3.15: В FDS показана сходимость второго порядка для ламинарного потока (Пуазейля) в двумерном канале.**

Таблица 3.1: Матрица по случаю и результаты коэффициента трения для турбулентного потока канала с гладкими стенами. Высота первой ячейки сетки  $\delta z$  приведена в единицах вязкости  $z^+$  для каждого случая. Кроме того, в таблице приведено номинальное число Рейнольдса  $Re_H$  и результаты коэффициента трения FDS по сравнению с уравнением Коулбрука (3.17).

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2.0 \log_{10} \left( \frac{s/H}{3.7} \frac{2.51}{Re_H \sqrt{f}} \right), \quad (3.17)$$

который подходит к турбулентному диапазон диаграммы Муди (например, см. Ссылку [61]). Параметр  $s/H$  – относительная шероховатость, где  $H$  – гидравлический диаметр трубы или канала, а  $Re_H$  – число Рейнольдса основанное на  $H$ . Чтобы обеспечить качественную картину поля потока на Рис. 3.16 показаны контуры продольной скорости для случая  $dp/dx = -1 \text{ Па м}^{-1}$  и  $N_z = 32$ .

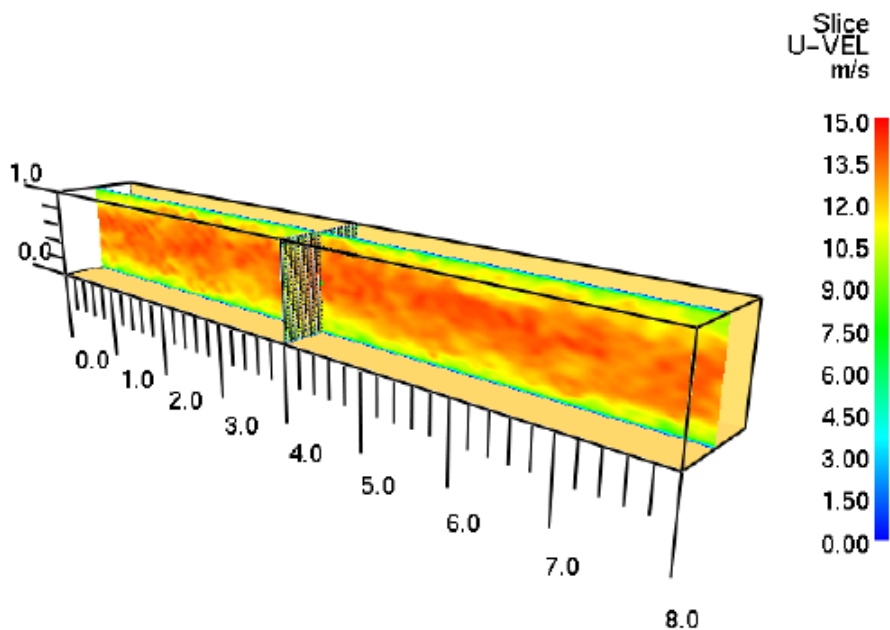


Рис. 3.16: LES квадратного воздуховода поток с гладкими стенками и периодических продольных границ. Для этого изображения  $N_z = 32$  и среднее падение давления  $DP = DX = 1 \text{ Па}$  в результате  $Re_H = 7:05? 105$  и коэффициентом трения  $F = 0:0128$ .

Грубые стены с той же сетке создан как описано выше, гладкие стены, ряд случаев помечены как  $z0^2$  в хранилище проводились при различных высот шероховатости, сетка резолюции, и Рейнольдса. Результаты представлены совместно с гладкой случаям стенка на рис. 3.17. Ламинарный случаев обеспечивают точные результаты для двух различных числах Рейнольдса. Обе гладкие стены и стены грубой процедуры вести себя хорошо в исследованном диапазоне.

2 Атмосферное сообщества обычно используется для обозначения  $z0$  высоты шероховатости. Тем не менее, мы также используем с попеременно с  $z0$ , чтобы соответствовать обозначениям Папы [49].

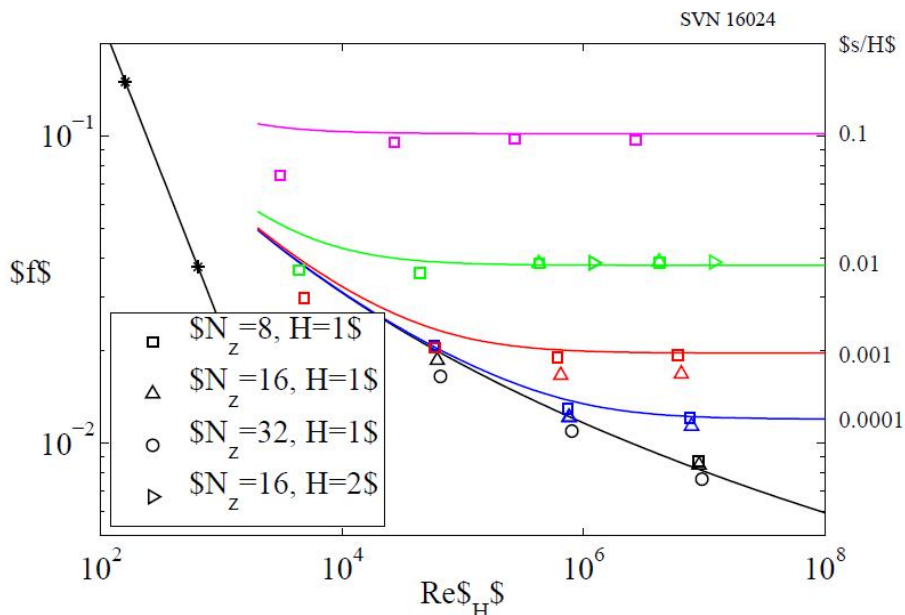


Рис. 3.17: FDS Moody графике: коэффициент трения,  $F$ , в зависимости от числа Рейнольдса,  $Re_H$ , основанный на высота канала. Сплошная линия для  $Re < 2000$  является аналитический результат для 2D поток Пуазейля,  $F = 24 = Re$ . Сплошные линии для  $Re > 2000$  (с Коулбрук уравнение (3.17)) являются Относительная шероховатость  $s = H$ , показанный справа оси.

### 3.5.2 Граничный слой Власия (Власий)

Хен Вук Парк Чен Ира Чой, Йонсей, Сеул, Южная Корея Рассмотрим устойчивый поток над полубесконечной плоской пластины совмещены с потоком с скоростью свободного потока  $u_0$ . Уравнение граничного слоя Прандтля (см. [62]):

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3.19)$$

Знакомое, Поль Ришар Генрих Власий нашел решение уравнений. (3.18) и (3.19) путем введения сходство переменной:

$$\eta = \frac{z}{\sqrt{\nu x / u_0}}. \quad (3.20)$$

Подставляя  $\eta$  и функцию потока ( $u = \partial \Psi / \partial z, w = -\partial \Psi / \partial x$  в уравнение (3.18), получаем следующие значения ODE:

$$\frac{1}{2} f f'' + f''' = 0 \quad (3.21)$$

$$u = u_0 f' \quad (3.22)$$

$$w = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu u_0}{x}} (\eta f' - f) \quad (3.23)$$

Решение уравнения. (3.21) является решением Власия (см. [62]).

Физической области данным случае проверка прямоугольник с длиной  $L = 0.15$  м в направлении продольных и  $H = 0.3$  м в стене-нормальном направлении. Сетки равномерно  $DX = L / N_x, DZ = H / N_z$  в каждом направлении, и  $N_x = 1:05, N_z = 32, 64G$  для каждой серии испытаний. Граничных условий для входа и выхода границы которые открыты с динамическим давлением равным нулю на входе границы. На верхней границе, градиент  $W$  в направлении  $Z$  равна нулю в сочетании с бесплатным условие прилипания, которая сочетает с получением безвихревые поля. Граничное условие вдоль нижней части области свободна скольжения вверх по течению от пластины ( $x < 0.5$  м) и без проскальзывания на тарелку. Начальные скорости 1 м / сек, а  $u_0$  берется как значение  $u$  в верхней границе, так как граничные условия на  $Z = Y$  не могут быть непосредственно применены. Случае запускается с постоянными свойствами:  $R = 1.02$  кг/м<sup>3</sup>,  $M = 0.001$  кг / м / с.

Рис. 3.18 (слева) показывает сравнение по потоку от скорости FDS с раствором Блазиуса. Видно, что решение FDS (линии) сходится к Блазиуса (открытые кружки), как разрешение сетки увеличивается.

Рис. 3.18 (справа) показывает среднеквадратичной (RMS) ошибки,  $\epsilon$  в  $u$  (продольная компонента) в точке  $x = 0.1$  м (0.05 м от передней кромки пластины) для пространственного решения Блазиуса. Ошибка определяется

$$\epsilon = \sqrt{\frac{1}{N_z} \sum_{k=1}^{N_z} [u_k - u_{B,k}]^2}, \quad (3.24)$$

где  $k$ -индекс  $z$ . Значение Великобритании представляет FDS результат для  $u$  в шахматном месте хранения сетки для ячейки  $k$ , и  $B$ ;  $k$ -мерный раствор Блазиуса в соответствующем месте. Незначительное отклонение от второго порядка точности, вероятно, из-за численных вопросов в представлении особенности в решении Власия на переднем краю пластины, а также ошибки в граничных условиях за счет усечения области.

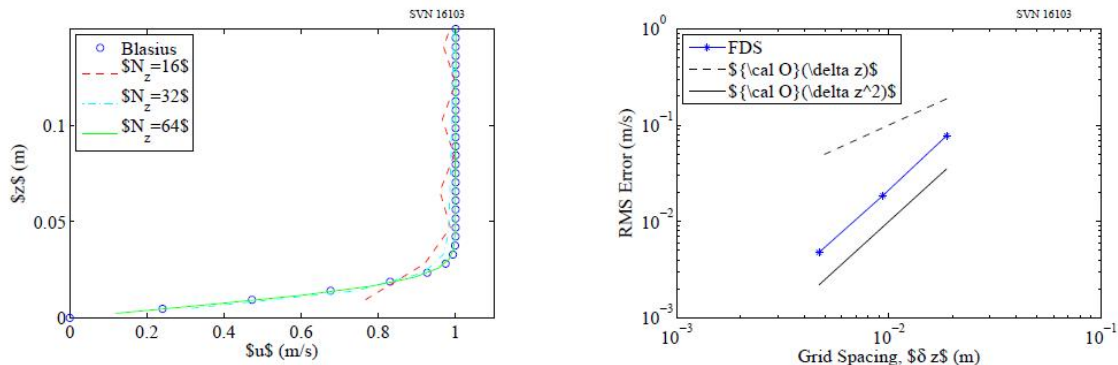


Рис. 3.18: (Слева) Сравнение теоретических и численных результатов для профиля скорости Власия (компоненты  $u$ ). (Правый) ошибки между FDS и решением Власия для  $u(z)$ , построенные для каждого разрешения сетки.

### 3.5.3 Пристеночное разрешение сетки ( $y^+$ )

Аббас Джабер, NIST SURF студента

Расстояние от стены измеряется в единицах вязкой называется  $y^+$ . Для того, чтобы убедиться, что  $y^+$  рассчитывается должным образом в FDS, мы анализируем пример Пуазейлевское в квадратном канале с периодическими границами.

Градиент давления в направлении  $x$ , динамическая вязкость и размеры канала известны. Это позволяет легко определить ожидаемые значения натяжения стенок сосудов,

$$\tau_w = -\delta \frac{dp}{dx}, \quad (3.25)$$

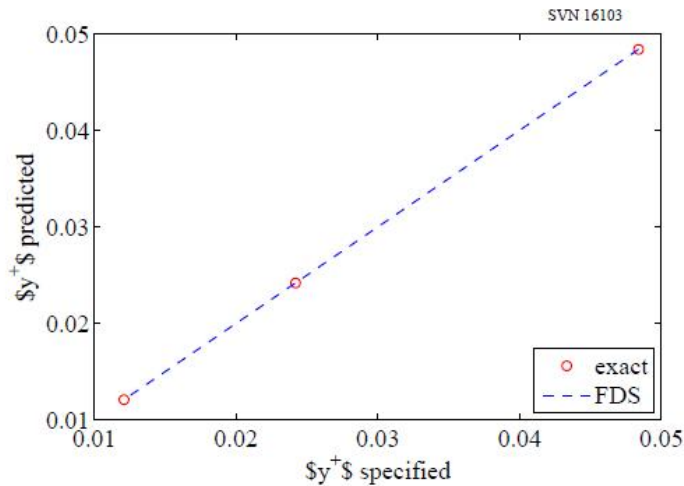
где  $p$  равно давлению и  $\delta$  равна половине высоты канала. Это, в свою очередь, позволяет определять скорость трения,

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3.26)$$

Исходя из этого уравнения, мы рассчитываем точное значение  $y^+$  для данного потока,

$$y^+ = \frac{y}{\delta_v} = \frac{u_\tau y}{\nu}. \quad (3.27)$$

Значение  $\tau_w$  может быть получено в FDS только из модели стены. Разрешение градиента скорости нормальной по отношению к стенке в направлении потока увеличивается с разрешением сетки, значение  $y^+$  соответственно уменьшается. В данном случае верификации настенное устройство используется для выходного  $y^+$  для различных разрешений сетки в направлении  $z$ .  $y^+$  выводится для данного значения  $\partial z$ , высота ячейки,  $\partial z = [1/8, 1/16, 1/32]$ . Затем полученные значения устройства сравниваются с точным значением  $y^+$  для данного разрешения сетки. Настенное устройство FDS дает среднее значение по ячейке первой ячейки к стене, следовательно, значение  $z$  ( $y$  в уравнении (3.27)), используемый для определения точного  $y^+$  изменяется с  $\partial z (z = \partial z / 2)$ .



Ри. 3.19: проверка FDS Y + выход на ДЗ = [1 = 8; 1 = 16, 1 = 32].

### 3.5.4 потоком нагретого Channel (heated\_channel)

Kiyoung Луны и Чен Ира Чой, Йонсей, Сеул, Южная Корея

Моделирование турбулентного течения канала (в отставке = 180) с источником тепла было проведено с целью проверки журнала закона пристенные модели для передачи тепла [60]. Эта модель была разработана на основе закона стены для температуры и эмпирических уравнений [63]. Эти дела находятся в проверке / Турбулентность подкаталоге.

Высоты канала представляет собой  $H = 2$  м, ширина  $W = 6$  м, а длина  $L = 12$  метров. Есть 64 клеток в направлении потока ( $DX = 0.1875$  м) и 32 клеток в размахе ( $Dy = 0.1875$  м) и нормальной к стенке направлениях ( $DZ = 0.0625$  м). Середина первой ячейки в вязких единиц  $Z = 5$ , что является очень высоким разрешением LES. По этой причине, динамический Смагоринского SGS модель используется для остаточного напряжения. Кроме того, эти случаи были работать в "режиме исследования" (= RESEARCH\_MODE. TRUE. На MISC), который учитывает как молекулярные коэффициенты турбулентного переноса, необходимость для различия между жидкостями с различной молекулярной Прандтля или Шмидта (здесь  $Re$  так низко, что молекулярные эффекты могут доминировать на месте). Потока поддерживается на средний градиент давления ( $8.748 \times 10^{-6}$  Па / м) в направлении по потоку. Постоянного объемного источника тепла ( $0.5$  Вт/м<sup>3</sup>) возлагается на жидкость. Граничные условия для уравнений движения нет-скольжения на верхней и нижней стенками и периодические для продольных и размахе направлениях. Граничное условие для уравнения энергии является постоянная температура ( $T_w = 20^\circ \text{C}$ ) на стену. Чтобы оценить влияние числа Прандтля ( $Pr$ ) и сравнить исследование DNS [64] с FDS, теплоемкость ( $CP = 1$  кДж / кг) и вязкость ( $M = 1.8216 \times 10^{-5}$  кг / (мс)) фиксированы, а проводимость,  $k$ , жидкости (воздух) регулируется следующим образом:

$$Pr \quad k(W/(m \cdot K))$$

$$0.10 \quad 1.82 \times 10^{-1}$$

$$0.71 \quad 2.59 \times 10^{-2}$$

$$1.00 \quad 1.82 \times 10^{-2}$$

$$2.00 \quad 9.11 \times 10^{-3}$$

На рисунке 3.20, FDS результаты сравниваются с данными DNS для средних скоростей продольных,  $U = \langle u \rangle$  и средняя температура,  $T = (HTI - T_w) / TT$ . Температурная шкала задается

$$T_\tau = \frac{\langle \dot{q}_w \rangle y}{\rho c_p u_\tau}, \quad (3.28)$$

где  $\dot{q}_w$  — средняя тепловая нагрузка на стенке,  $\rho$  — плотность,  $c_p$  — теплоемкость, соответственно. Полностью разработана, статистически стационарного потока достигается примерно через 20 поток через раз. Статистические данные собираются от 40 до 60 потока через раз.

Как показано в левой части Рис. 3.20, профиль скорости хорошо согласуется с результатом DNS. Пристенной температурный профиль для каждого  $Pr$  показан на правой стороне Рис. 3.20. В журнале области ( $y^+ > 30$ ), FDS завышает осевой средней температуры по сравнению с DNS результаты при высоких  $Pr$ , а средний тепловой поток стенка правильно, как показано точный результат первого на стены сетка значение (в вязкой области). Неточностью профиля температуры в точках журнала региона необходимость улучшения транспортной модели скалярного SGS.



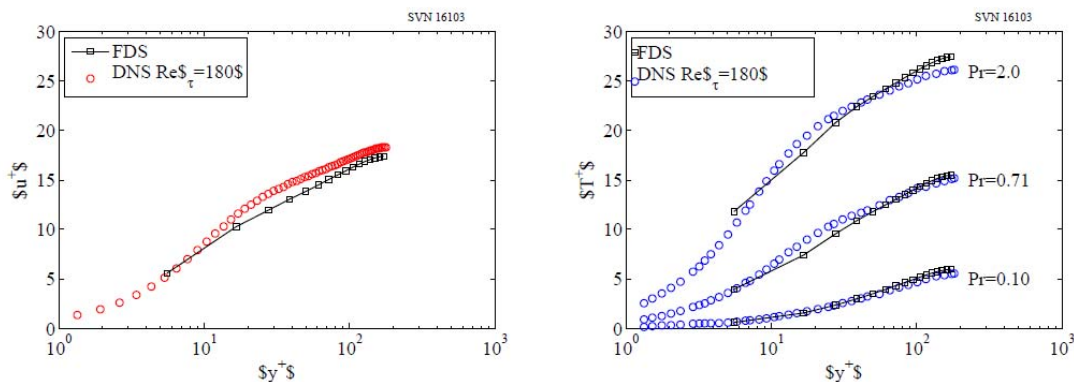


Рисунок 3.20: Сравнение FDS (линии с квадратиками) с DNS (кружки) для потоком нагретого канала. (Слева) нормальной к стенке профиля скорости по сравнению с DNS-Мозера и др. [65]. (Правый) Настенный-нормальная средняя профилей температуры для молекулярной Прандтля ( $Pr$ ) = 0,10, 0,71 и 2,0, по сравнению с DNS Кима и Моина [64].

### 3.5.5 Поликлиновой квадратном канале потока (ribbed\_channel)

В этом тесте мы сравним результаты с FDS PIV данных из Casara и искусств [66] для потока в квадратканала с ребристой обструкции. Ребро высота  $H = 0.1$  м, а высота канала является  $D = 0.3$  м. Расстояние между ребрами в периодической канал ("шаг") является 10 часов. Длины нашего домена Поэтому 1 м. Число Рейнольдса на основе  $D$  номинально 40000 (этот вопрос более позже). Сетка FDS равномерное в каждом направлении. Мы проверяем сетку разрешения  $H = DX = F2, 4, 8, 16g$ .

Изображение сбоку средней векторов скоростей в потоке 3D показана на Рис. 3.21 для  $H = DX = 8$  случае. Основная цель такого расчета является предсказать среднее модели рециркуляции на наветренной и подветренной стороне ребра. Для измерения FDS результаты, линию устройств (представлена зеленые точки в фигура) помещают вблизи пола канала. Где средняя скорость и компонент меняет знак указывает наприкрепление месте. Результаты для средних продольных скорость вблизи поверхности показаны на левой верхнейграфику рис. 3.22. Независимые оси на графиках диапазоне от 0 до 1 м, представляющая от центра до центра Расстояние между ребрами. Отметим, что образ смещен и колеблется от -0,4 до 0,6 м. Как видно из сюжет,  $H = DX = 8$  разрешения (зеленые треугольники боком) слегка overpredictsприкрепления длины, спересечения нуля вблизи  $x = H = 4:5$  (обратите внимание, что переписка с векторами в изображении). Лучшие разрешение,  $H = DX = 16$ , достаточно точно захватить прикрепления зоны.

Несмотря на то, что грубые случаи не отлично передают прикрепление региона, это замечательно что при  $H = DX = 2$  мы достичь каких-либо рециркуляции вообще. Шевелит в растворе из-за численного дисперсии ошибки.

Среднее продольных профиль скорости в центральной ребра показана в правом верхнем участке рис. 3.22. Здесь отметим, что настройки в этом случае в основном скопированы из Lohász соавт. [67]. Их метод заставляя, однако, является неоднозначным. Использование FDS MEAN\_FORCING особенность, мы устанавливаем наш объемной скоростью до 1 м / с ( $U0 = 1,0$  на MISC) для того, чтобы соответствовать средней профиль для самой мелкой сетке разрешение. Все остальные случаи использованиято же воздействие.

Нижний левый и правый участки на рис. 3.22 показывают среднеквадратичной скорости вдоль канала пола до центра Профиль выше ребра соответственно. Как видно,  $H = DX = 16$  корпус обеспечивает точные результаты. Данное решение этой проблемы соответствует стене  $y +$  значения около 30.

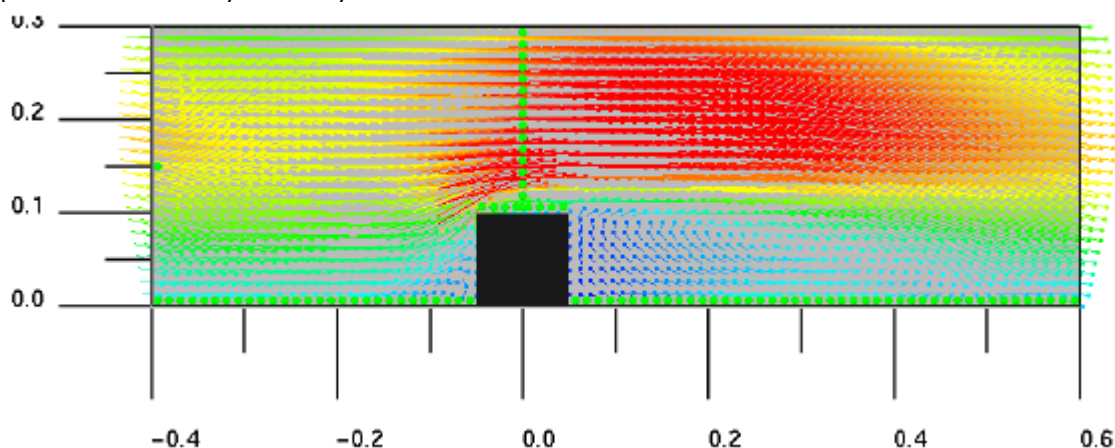


Рис. 3.21: Среднее векторов скорости окрашено величины скорости (красный 2 м / сек) для ребристых квадратном канале случае с  $H = DX = 8$ .

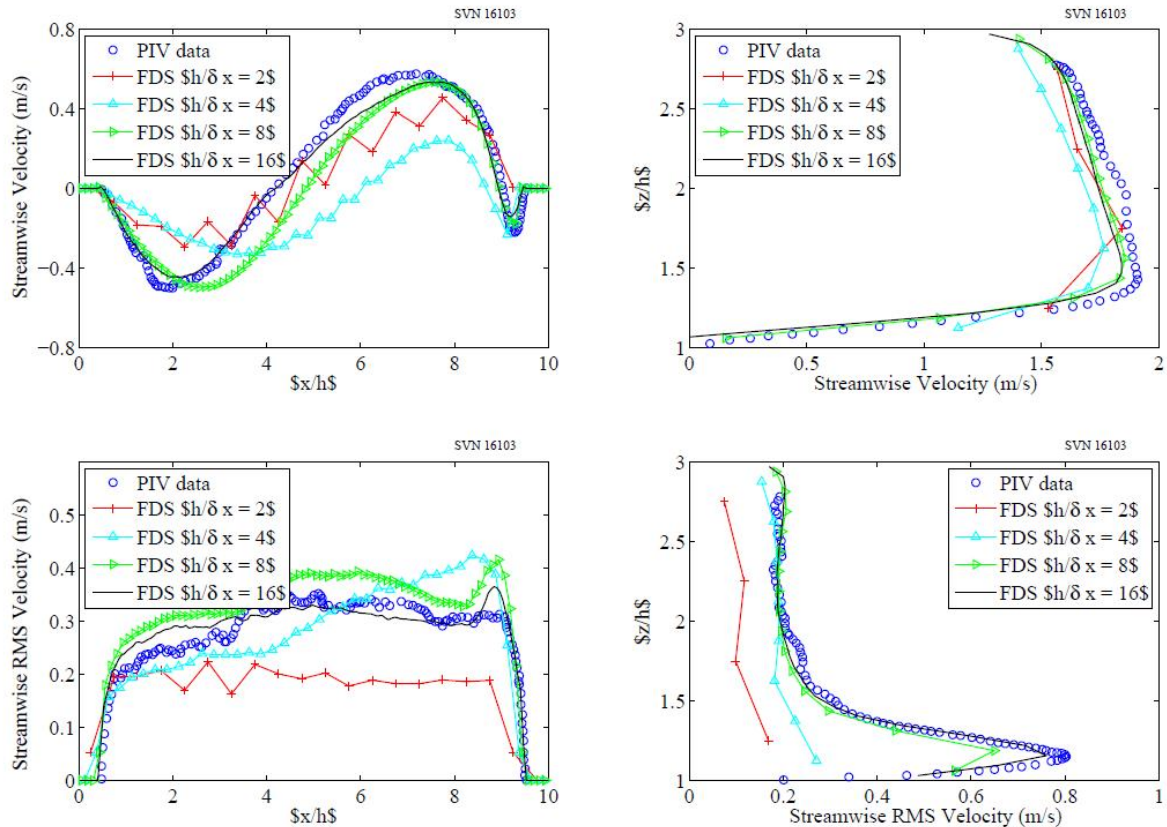


Рис. 3.22: Средние и RMS профили скорости ребристые квадратном канале потока. Сравнение с данными от PIV Casara и искусств [66, 67].

### 3.6 Аналитических решений уравнения

Непрерывности Аналитические решения для примитивных переменных потока (плотность, скорость, давление и т.д.) являются полезными в разработке и тестировании численных схем для вычислительной гидродинамики (CFD). Например, аналитическое решение 2D Навье-Стокса (NS) уравнений представлены в разделе 3.1 и используется для проверки пространственной и временной точности уравнение импульса. Однако, насколько нам известно, нет ни одного похожего (т.е. зависит от времени и периодическое в пространстве) аналитические решения для сжимаемой NS уравнений, которые могут быть использованы для проверки и сжимаемых и переменной плотности низкого решателей Маха потока.

Целью настоящей работы является взять небольшой шаг к развитию таких аналитических решений. Основная идея в том, что, с учетом конкретного поля скоростей, уравнение неразрывности может быть переоборудован в линейных гиперболических PDE для логарифма плотности. Обозначим через  $\rho$  и плотностью Пусть  $\mathbf{U} = [U, V]^T$  обозначают скорости. Уравнение неразрывности (сохранения массы) может быть записана в виде

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \ln \rho + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (3.29)$$

Кроме того, для определенных, простой характеристики скорости, это PDE может быть решена с помощью метода характеристик.

В дальнейшем мы представляем 1D и 2D решения (3.29) для двух основных безвихревые поля потока. Все решения являются периодическими в пространстве. Первая конфигурация является пульсирующим потоком, что циклы между сжатия жидкости по направлению к центру, а затем углы домена. Во второй конфигурации, время периодичность достигается за счет использования постоянной и равномерной скорости переноса в сочетании с волны сжатия. Это приводит к необходимости решения с качественно иной характер, чем первый.

#### 3.6.1 Пульсирующий решение 1D

Мы указали, что скорость,

$$u(x, t) = B \sin(x) \cos(\omega t), \quad (3.30)$$

где  $B$  представляет собой постоянную амплитуду и  $\omega$  частотой цикла сжатия. Дивергенция скорости в 1D тогда

$$\frac{\partial u}{\partial x} = B \cos(x) \cos(\omega t). \quad (3.31)$$

Пусть  $q \equiv \ln \rho$  (данное обозначение используется через эту работу). 1D уравнения непрерывности можно записать в виде следующей линейной гиперболической PDE:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + B \sin(x) \cos(\omega t) \frac{\partial q}{\partial x} + B \cos(x) \cos(\omega t) = 0, \quad (3.32)$$

которая может быть решена с помощью метода характеристик для получения решения

$$q(x, t) = q(x_0[x, t], 0) + \ln \left\{ \frac{1 + \tan^2 \left( \frac{x_0[x, t]}{2} \right) \exp \left( \frac{2B}{\omega} \sin(\omega t) \right)}{1 + \tan^2 \left( \frac{x_0[x, t]}{2} \right)} \right\} - \frac{B}{\omega} \sin(\omega t), \quad (3.33)$$

где начальная позиция задается

$$x_0(x, t) = 2 \arctan \left( \tan \left[ \frac{x}{2} \right] \exp \left[ -\frac{B}{\omega} \sin(\omega t) \right] \right). \quad (3.34)$$

Обратите внимание, что мы взяли в начальный момент времени равна нулю, как это делается в этой работе.

### 3.6.2 Пульсирующий 2D решение (пульсирующий)

Существует простое расширение 1D стационарное решение волны в 2D. В этом разделе мы рассмотрим поле скорости  $U = [U, V]$  с компонентами и дивергенция скорости дается

$$u(x, t) = B \sin(x) \cos(\omega t), \quad (3.35)$$

$$v(y, t) = B \sin(y) \cos(\omega t), \quad (3.36)$$

$$\nabla \cdot u = B(\cos[x] + \cos[y]) \cos(\omega t) \quad (3.37)$$

где, опять же,  $B$  представляет собой постоянную амплитуду и  $\omega$  сжатие частоты. 2D уравнение непрерывности затем может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + B \sin(x) \cos(\omega t) \frac{\partial q}{\partial x} + B \sin(y) \cos(\omega t) \frac{\partial q}{\partial y} + B(\cos[x] + \cos[y]) \cos(\omega t) = 0, \quad (3.38)$$

где также  $q \equiv \ln \rho(x, t)$

Решение для (3.38) может быть получено путем добавления решений следующих двух уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} + B \sin(x) \cos(\omega t) \frac{\partial q_1}{\partial x} + B \cos(x) \cos(\omega t) = 0, \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial t} + B \sin(y) \cos(\omega t) \frac{\partial q_2}{\partial y} + B \cos(y) \cos(\omega t) = 0. \quad (3.40)$$

Таким образом, используя (3.33) и (3.34), и заменить  $Q_1(x_0[x, t], 0) + Q_2(y_0[y, t], 0)$  с  $q_0(x, y, t)$ , мы находим, что решение задачи (3.38)

$$q(x, y, t) = q_0(x, y, t)$$

$$\begin{aligned} & + \ln \left\{ \frac{1 + a(x_0[x, t]) \exp \left( \frac{2B}{\omega} \sin[\omega t] \right)}{1 + a(x_0[x, t])} \right\} \\ & + \ln \left\{ \frac{1 + a(y_0[y, t]) \exp \left( \frac{2B}{\omega} \sin[\omega t] \right)}{1 + a(y_0[y, t])} \right\} \\ & - \frac{2B}{\omega} \sin[\omega t] \end{aligned} \quad (3.41)$$

где

$$a(z) \equiv \tan^2 \left( \frac{z}{2} \right) \quad (3.42)$$

а начальные положения заданы следующими уравнениями:

$$x_0(x, t) = 2 \arctan \left( \tan \left[ \frac{x}{2} \right] \exp \left[ -\frac{B}{\omega} \sin(\omega t) \right] \right), \quad (3.43)$$

$$y_0(y, t) = 2 \arctan \left( \tan \left[ \frac{y}{2} \right] \exp \left[ -\frac{B}{\omega} \sin(\omega t) \right] \right). \quad (3.44)$$

Обратите внимание, что начальное условие  $q_0(x, y, t)$  лишь в тех случаях  $\nabla q_0$   $X$  не зависит от  $y$  и  $\nabla q_0$   $Y$  не зависит от  $x$ . Таким образом, функция  $q_0$  должно быть аддитивно разъемные.



Пример решения задачи (3.41) показана на рисунке 3.23. Начальное условие для плотности определяется как  $\rho(x, 0) = 1$  и амплитуды и частоты устанавливаются в единичные,  $B = 1$  и  $W = 1$ . FDS запускается с трех скалярных транспортных схем: центральные разностные, Superbee, и очарование ограничитель потока. Решение в точке  $(x, y) = (3\pi/2, 3\pi/2)$  для последовательно тонких резолуций сеткой график в виде временного ряда на левой стороне и могут быть сравнены с аналитическим решением (черная линия). На правом, мы подтверждаем второго порядка сходимости для реализации FDS. Центральная дифференцирование и очарование ограничитель превзойти Superbee для этой проблемы, потому что решение относительно гладко.

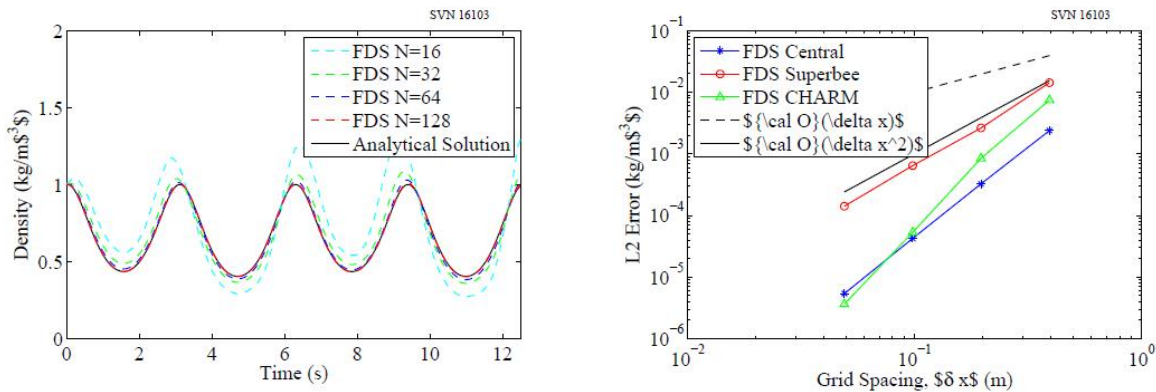


Рисунок 3.23: (Слева) Временной ряд в положении  $(x, y) = (3\pi/2, 3\pi/2)$  в течение нескольких резолуций сетку, используя Superbee ограничителя. (Правый) Конвергенция участок для центральной разностных, Superbee, и очарование. Все схемы второго порядка точности.

### 3.6.3 Стационарные волны сжатия в 1D

Другая проблема, которая может быть решена аналитически, что стоячей волны сжатия. В этом разделе мы рассмотрим стационарную волну сжатия в сочетании с постоянной и равномерной скорости адвекции в 1D. Заданная скорость составляет:

$$u(x) = c + \sin(x), \quad (3.45)$$

где  $|c| > 1$  является постоянной. 1D уравнении непрерывности принимает вид:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + [c + \sin(x)] \frac{\partial q}{\partial x} + \cos(x) = 0. \quad (3.46)$$

Предлагается следующее решение уравнения (3.46):

$$\begin{aligned} q(x, t) = & q(x_0[x, t], 0) \\ & + \ln \left\{ -c^2 - \cos(bt + 2 \arctan[\gamma(x, t)]) + b \sin(bt + 2 \arctan[\gamma(x, t)]) \right\} \\ & - \ln \left\{ -c^2 - \cos(2 \arctan[\gamma(x, t)]) + b \sin(2 \arctan[\gamma(x, t)]) \right\}, \end{aligned} \quad (3.47)$$

где

$$b \equiv \sqrt{-1 + c^2} > 0, \quad (3.48)$$

$$\gamma(x, t) = \frac{1 + c \tan\left(\frac{x_0[x, t]}{2}\right)}{b}, \quad (3.49)$$

и

$$x_0(x, t) = 2 \arctan \left( \frac{b}{c} \tan \left[ \arctan \left\{ \frac{1 + c \tan[x/2]}{b} \right\} - \frac{bt}{2} \right] - \frac{1}{c} \right). \quad (3.50)$$

### 3.6.4 Стационарные волны сжатия в 2D (compression\_wave)

Как и в пульсирующем потоке, есть простое расширение 1D стационарное решение волны в 2D. В этом разделе мы рассмотрим поле скорости с компонентами

$$u(x) = c_1 + \sin(x), \quad (3.51)$$

$$v(y) = c_2 + \sin(y). \quad (3.52)$$

Уравнение непрерывности можно записать в виде

$$\frac{\partial q}{\partial t} + [c_1 + \sin(x)] \frac{\partial q}{\partial x} + [c_2 + \sin(y)] \frac{\partial q}{\partial y} \cos(x) + \cos(y) = 0. \quad (3.53)$$

Предлагается следующее решение уравнения (3.53):

$$\begin{aligned}
q(x, y, t) &= q_0(x, y, t) \\
&+ \varphi_1(x, t) - \varphi_1^0(x, t) \quad (3.54) \\
&+ \varphi_2(y, t) - \varphi_2^0(y, t),
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\varphi_i(z, t) &= \ln \left\{ -c_i^2 - \cos(b_i t + 2 \arctan[\gamma_i(z, t)]) + b_i \sin(b_i t + 2 \arctan[\gamma_i(z, t)]) \right\}, \\
\varphi_i^0(z, t) &= \ln \left\{ -c_i^2 - \cos(2 \arctan[\gamma_i(z, t)]) + b_i \sin(2 \arctan[\gamma_i(z, t)]) \right\},
\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
b &\equiv \sqrt{-1 + c_i^2} > 0, \quad (3.57) \\
\gamma_i(z, t) &= \frac{1 + c_i \tan\left(\frac{z_0[z, t]}{2}\right)}{b_i}, \quad (3.58)
\end{aligned}$$

$$z_0[z, t] = 2 \arctan \left( \frac{b_i}{c_i} \tan \left[ \arctan \left\{ \frac{1 + c_i \tan[z/2]}{b_i} \right\} - \frac{b_i t}{2} \right] - \frac{1}{c_i} \right). \quad (3.59)$$

Обратите внимание, что  $z_0$  для  $x_0 = 1$  и  $z_0$  для  $y_0 = 2$ . Чтобы было ясно, нет суммирования не подразумевается по повторяющимся индексам. Кроме того, обратите внимание, что применяются те же ограничения в исходное состояние так же как и в разделе 3.6.2. А именно, что  $\varphi_1$  не зависит от  $y$  и  $\varphi_2$  не зависит от  $x$ .

Пример решения задачи (3.54) показана на рисунке 3.24. В этом случае мы полагаем  $c_1 = 2$ ,  $c_2 = 3$  для создания асимметрии в потоке. Периодичность по времени зависит от выбора  $C_1$  и  $C_2$ , это возможно, что никакой периодичности не существует. Мы не нашли дело, которое генерирует сингулярность. Аналитические временные ряды плотности в позиции  $(X, Y) = (3\pi/2; 3\pi/2)$  показано как сплошная черная линия. FDS запускается с очарованием ограничитель потока схеме (так как это поле DNS потока). Раствор последовательно тонкие резолуциям сеткой и нанесены по сравнению с аналитическим решением, демонстрируя сходимость схемы. На правой стороне фигуры мы показали второго порядка сходимости центральными, Superbee и CHARM ограничитель схем в FDS.

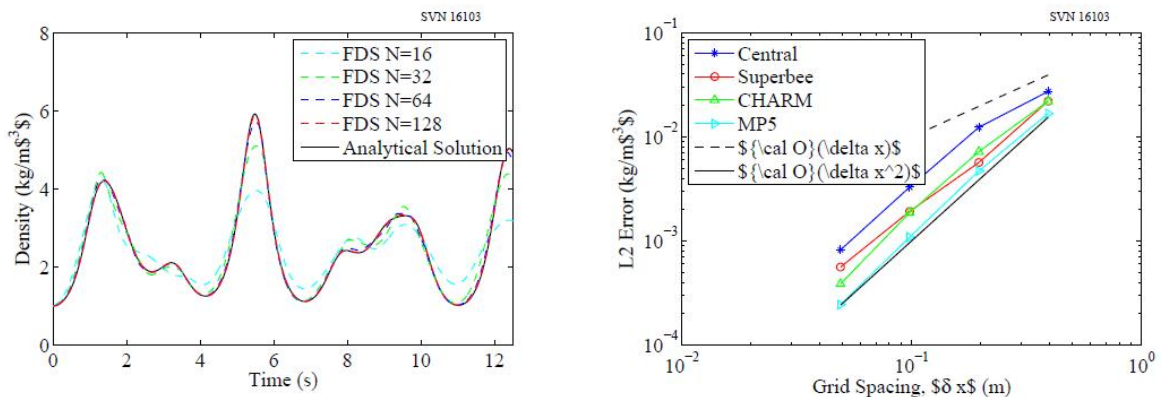


Рисунок 3.24: (Слева) Время серии R в положении  $(x, y) = (3\pi/2; 3\pi/2)$  в течение нескольких резолуциях сетку, используя очарование ограничитель потока. (Правый) Конвергенция участок для трех различных скалярного транспортных схем в FDS: центральное, Superbee, и обаяние. Все схемы второго порядка точности. Кроме того, заметил, что Superbee дает самое низкое ошибку в то время как грубое разрешение ШАРМ дает самое низкое ошибки с более высоким разрешением. Это одна из причин, почему Superbee рекомендуется для LES и очарование по умолчанию для DNS.

### 3.7 Скалярный перенос (move\_slug)

В данном разделе мы покажем, качественное поведение схемы Superbee ограничитель потока для транспортировки меандр. Диффузии установлен в ноль и advecting скорость постоянна и равномерный и  $= [1:0 \ 1:0]$ . Домен является единичный квадрат с пассивным маркером скалярного инициализировать нулю всюду, за исключением двух «Слизняки» массы. Первая пуля установлен в единстве над регионом  $XZ = [0:125; 0:375] \times [0:125; 0:375]$ . Вторая пуля установлен в  $1/2$  в регионе  $XZ = [0:500; 0:750] \times [0:500; 0:750]$ . Со скалярным границы, установленные в  $[0,1]$ , эти слизняки продемонстрировать как ограниченность и ТВД (общая осцилляция) поведение транспортная схема.

Этот случай также тестирует два различных типов граничных условий применяется в FDS. Во-первых, домен периодические и моделирование работает в течение одного потока во времени. Скалярного слизняков поэтому идеально возвращались в исходное местоположение с минимальным диффузии насколько это возможно. Кроме того, область разделяется на четыре одинаково размеров сетки, каждый с  $40 \times 40$  клетки форме. Для повышения точности временных и сосредоточить внимание на потенциальную пространственные ошибки, бегим в случае с КЛЛ из  $0,25$ . В FDS, мы ссылаемся на сетку интерфейса как "интерполированное границе".

Результаты испытаний представлены визуально на Рис. 3.25. Верхнем левом изображении показано начальное состояние. Черные линии указывают сетки интерфейсов. Справа от начального условия мы показываем первый пули пересе-

чения сетки интерфейсы без каких паразитных помех. В нижней левой изображении показывает конечный результат для Superbee ограничителя. По сравнению с первого порядка схеме (внизу справа), этот тест случай подтверждает, что относительно низким уровнем диффузии были понесены на обоих периодических и интерполированное границ в FDS.

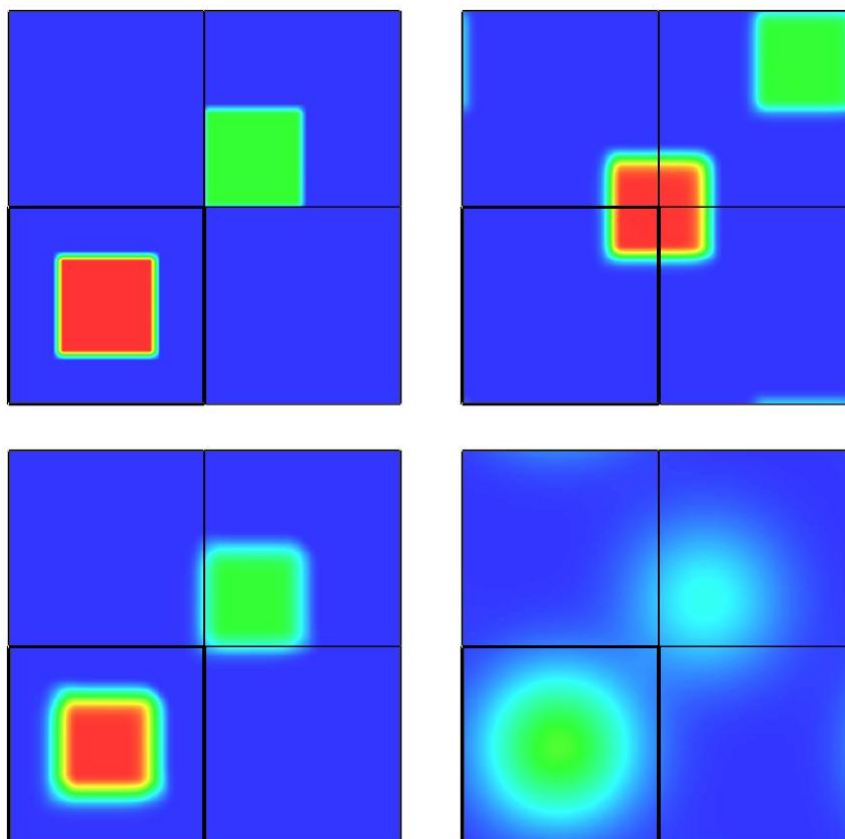


Рисунок 3.25: (вверху слева) Исходное состояние. (Вверху справа) Superbee раствор после 0.175 секунды показывает скалярного пули чисто, проходящих через сетку интерфейс. (Внизу слева) окончательный результат для Superbee после одного потока во времени. (Внизу справа) Результат первого порядка upwinding после одного потока во времени, что свидетельствует о сравнительно малая диссипация Superbee схеме. Обратите внимание, что, хотя первого порядка схема доступна в качестве опции в FDS, он представлен здесь только для сравнения. На практике, тем выше схеме порядке Superbee является предпочтительным для LES (FDS по умолчанию).

### 3.8 Сохранение массы

В данном разделе описаны тесты глобального сохранения массы.

#### 3.8.1 течения газа через простой Канальные (simple\_duct)

В этом примере закрытой камере с простым рециркуляционный канал используется для демонстрации того, что газ, такой как диоксид углерода может быть транспортирован через несколько сеток и его масса сохраняется. Препятствие создается, что утечка 0,5 кг CO<sub>2</sub> по отрезку времени 10 с.

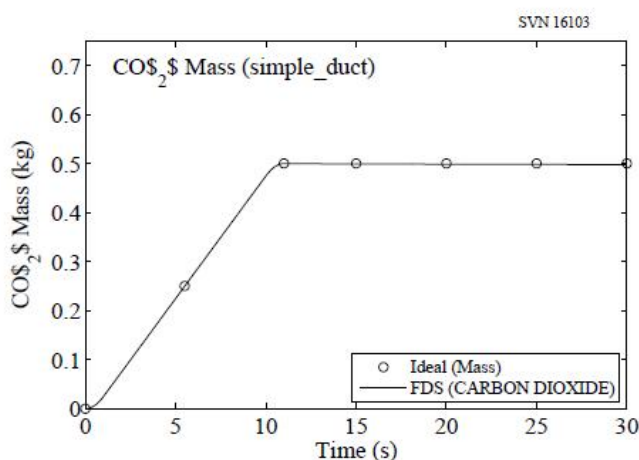


Рис. 3.26: Масса CO<sub>2</sub>, содержащийся в простой номер связан с рециркуляцией канала.

### 3.8.2 Указанный поток массы (low\_flux\_hot\_gas\_filling)

Спецификация потока массы топлива, вероятно, наиболее часто используемое граничное условие для определения пожара. Когда пользователь указывает HRRPUA (скорости выделения тепла на единицу площади), FDS делит этот ввод теплоты сгорания для указанного топлива (пропан по умолчанию) и использует этот размер указанного потока массы  $\dot{m}'' = 0.0001$  м в вентиляционное отверстие. Это кажется достаточно простым. Но проблема осложняется тем фактом, что полный поток виде суммы адвективного и диффузионных потоков

$$\dot{m}''_{\alpha} = \rho Y_{\alpha} u_n - \rho D_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial n} \quad (3.60)$$

где  $u_n$  является лицом нормальной средней массовой скорости и  $\frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial n} = N$  является градиентом нормали к грани. Скорость определяется из общего потока массы и плотности на лице,

$$u_n = \frac{\sum_{\alpha} \dot{m}''_{\alpha}}{\rho(Y, T)} \quad (3.61)$$

Плотность вычисляется с использованием старых значений массовых долей поверхности и температуры поверхности, которые могут быть указаны или рассчитаны в зависимости от выбора пользователя. Новая массовая доля поверхности затем устанавливается на необходимое значение (3.60). Случай испытания, приведенный ниже предназначена для осуществления взносов как адвективные и диффузионного члена в этом граничное условие.

В тесте, мы вводим пропана в куб с 1 м2 отверстия со всех шести граней. Мы определяем MASS\_FLUX пропана быть 0,0001 кг / (м2-с) и температуру лицо VENT (TMP\_FRONT) задана равной 500 ° С. Коробка первоначально заполнены воздухом при стандартных условиях. Мы свалке MASS\_FILE и сравнить накопления пропана с заданной скоростью. Результаты показаны на рисунке 3.27.

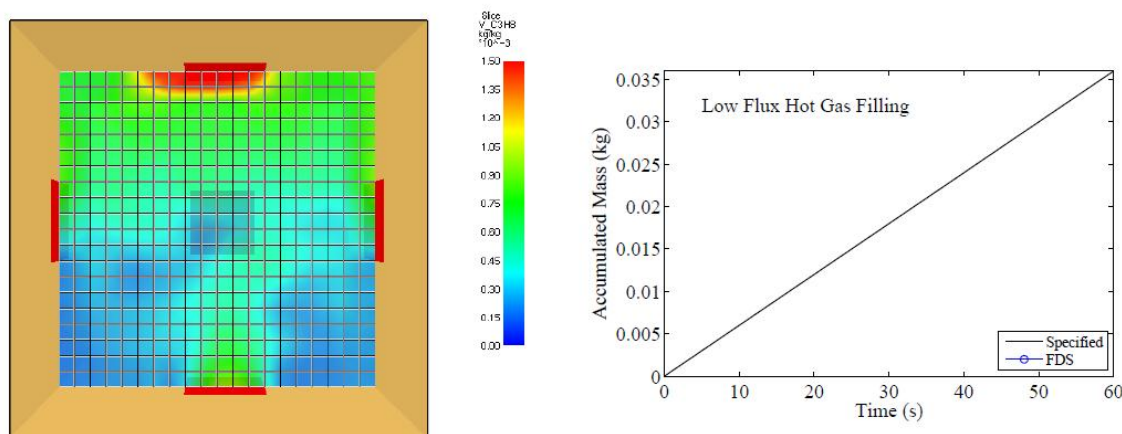


Рисунок 3.27: Испытания указанного потока массы граничное условие для низкого потока массы и заданной температуры на поверхности отверстия. (слева) образ области показывает контуры пропановой фракции массы. (справа)

Сравнение накопленной массы пропана, со значениями FDS сообщалось в \_mass файла.

### 3.9 Сохранение энергии

FDS явно не решает уравнение сохранения энергии. Вместо этого уравнения переноса массы решаются для плотности и  $N-1$  самостоятельных видов газа. Источник условия из уравнения энергии включены в дивергенции скорости,  $N \cdot U$ , которая вынесена из разумных уравнения переноса энтальпии, то есть,

$$\nabla \cdot u = \frac{1}{\rho h_s} \left[ \frac{D}{Dt} (\bar{p} - \rho h_s) + \dot{q}''' + \nabla \cdot (k \nabla T) - \nabla \cdot \sum_{\alpha} h_{s,\alpha} J_{\alpha} - \nabla \cdot \dot{q}'' + \dot{q}_b''' \right] \quad (3.62)$$

Здесь  $\rho$  – плотность массы,  $h_s$  – явная энтальпия,  $\bar{p}$  – термодинамическое давление,  $\dot{q}'''$  – высвобождение химического тепла,  $k$  – теплопроводность,  $J_{\alpha}$  – вектор диффузионного потока,  $\dot{q}''$  – вектор лучистого теплового потока, и  $\dot{q}_b'''$  – объемный источник тепла вследствие конвективного переноса тепла лагранжевыми частицами и тепла, связанного с источниками массы. Расхождение является довольно сложным выражением, и очень важно, что он вычисляется правильно, чтобы обеспечить глобальное сохранение энергии. Примеры в этом разделе убедитесь, что масса и энергия сохраняются для относительно простых конфигураций.

#### 3.9.1 Тепло, выделяемое при пожаре (energy\_budget)

В целях верификации того, что основной алгоритм FDS обеспечивает сохранение энергии, может быть полезным подумать об отдельном помещении, в качестве контрольного объема, в котором энергия выделяется при пожаре и из которого энергия либо выходит через отверстия или проводится через стены. Если скорость выделения тепла при пожаре является устойчивой, в конечном итоге система достигает квазиустойчивого состояния (в расчете LES, истинно "устойчивого состояния" не существует). Два простых случая, называемые **energy\_budget\_adiabatic\_walls** и **energy\_budget\_cold\_walls**, показывают, что, находясь в квазиустойчивом состоянии, энергия, вырабатываемая при пожаре, сохраняется. Для случая с адиабатическими стенами, моделируется пожар мощностью 1200 кВт внутри помещения,

размером 10 м на 10 м на 5 м в высоту. Имеется единственная дверь и одно горизонтальное отверстие в потолке. Предполагается, что стены являются адиабатическими, то есть они не пропускают тепловой поток. Другой способ рассмотрения данного примера заключается в том, что стены обеспечивают идеальную изоляцию. Для дальнейшего упрощения данного примера алгоритм переноса излучения отключен. В таком случае ожидается, что энергия, равная 1200 кВт, должна вытекать из помещения через дверь или отверстие в потолке. В графике на рис. 3.28 показаны скорость выделения тепла и энтальпия потока из помещения, сходящихся к 1200 кВт. В течение фазы нагревания, поток энтальпии составляет меньше, чем скорость выделения тепла потому что энергия потребляется на нагрев воздуха в помещении.

Далее, такое же помещение с пожаром эквивалентной мощности имеет холодные (20 °C) стены, а излучение снова включено. Через несколько минут моделирования, чистый исходящий поток энтальпии составляет около 470 кВт, а потери тепла в стене (радиационные и конвективные) составляют примерно 730 кВт. График представлен на рис. 3.29.

### 3.9.2 Впрыск газа через Изэнтропическое Процесс (изэнтропического)

В этом примере проверяется, что если азот добавляется в герметичном отсеке с адиабатическим (т.е. без потери тепла) стен, что плотность, давление и температура должна подниматься в соответствии с закона идеального газа для изэнтропическом процесса:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^\gamma = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.63)$$

Показатели 2 и 1 относятся к конечному и начальному состоянию, соответственно. Азот представляет собой двух-атомный газ, для которого  $\gamma = 1.4$ . В целях дополнительной проверки, азот вводится в двух разных режимах: в случае А ввод происходит в течение 10 с, а в случае В ввод происходит в течение 50 с. Азот вводится в домен через маленькие сферы, которые не вырабатывают и не поглощают тепло. Кроме того, они не занимают объем. Они просто вводят азот с заданной скоростью в определенную ячейку сетки, которую они занимают.

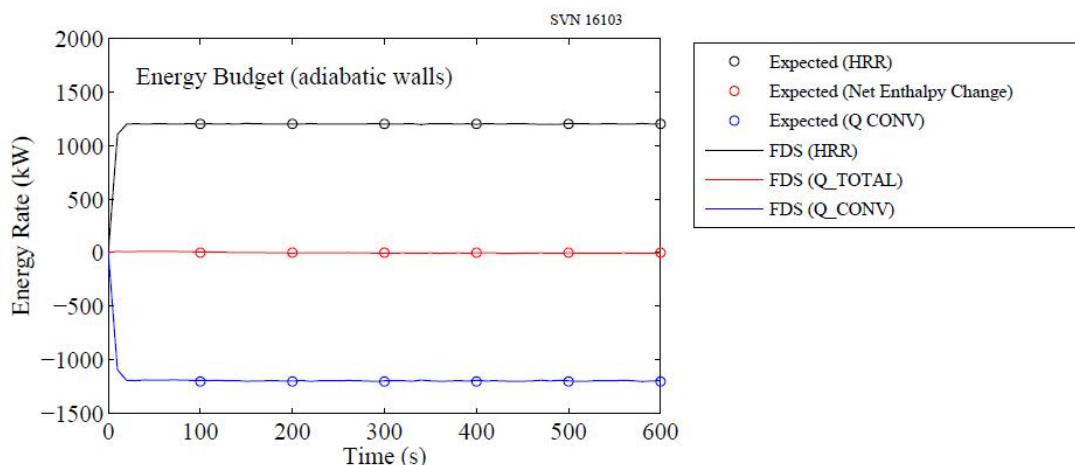


Рис. 3.28: Топливно-энергетического баланса для простого пожарного отсека с адиабатическими стенами.

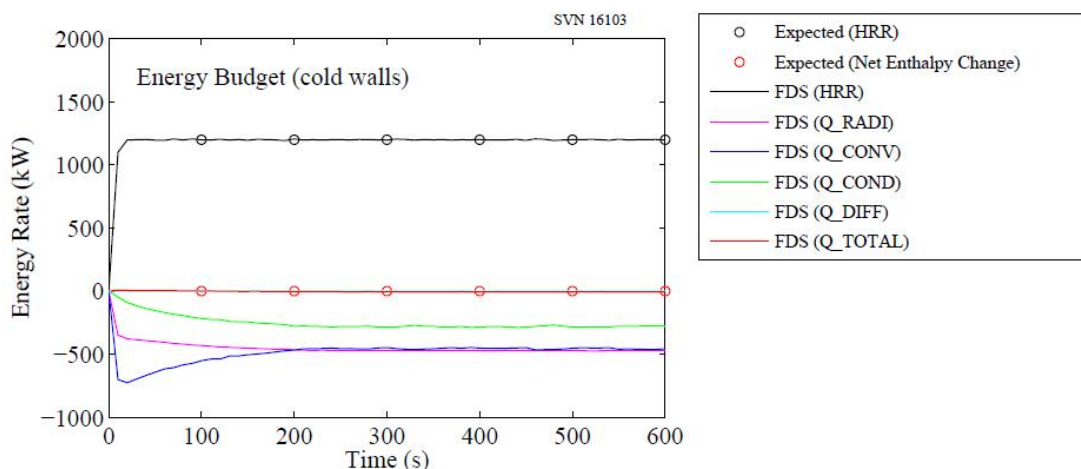


Рис. 3.29: Топливно-энергетического баланса для простого пожарного отсека с холодными стенами.

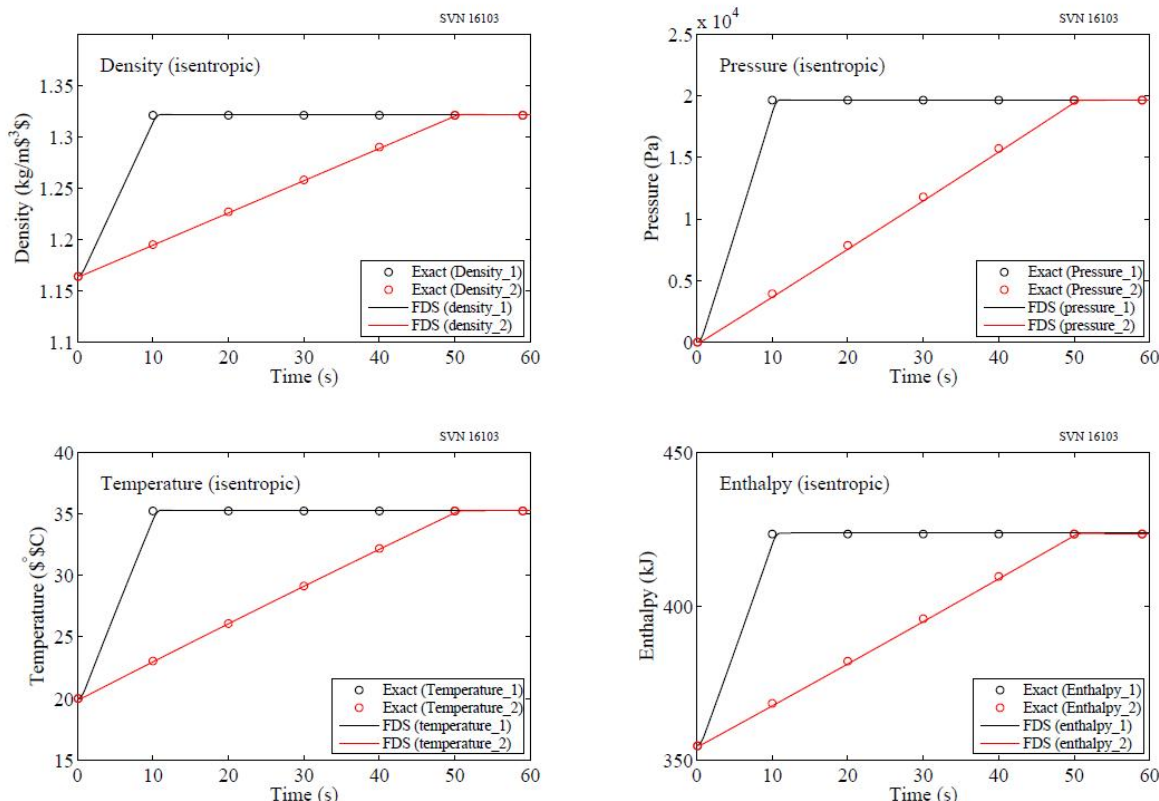
### 3.9.3 Ввод газа через неизэнтропический процесс (isentropic2)

В данном примере проверяется, что если азот добавляется через внешнее отверстие в герметичное помещение с адиабатическими (т.е. без потери тепла) стенами, то плотность, давление и температура должны подняться до тех же



значений, независимо от времени ввода. В данных двух случаях, 0,2 кг N<sub>2</sub> добавляют в помещение с объемом 1 м<sup>3</sup>. В первом случае, инъекции происходит в течение 10 с, а во втором случае в 50 с. Температура газа в обоих случаях составляет 500 °С. Ожидается, что давление  $p$ , должно возрасти со скоростью:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma p u A}{V} \quad (3.64)$$



**Рис. 3.30: Увеличение плотности, давления, температуры и энтальпии вследствие ввода азота в герметичное помещение.**

где  $u$  – скорость ввода, а  $A$  – площадь отверстия. Площадь отверстия составляет 0,04 м<sup>2</sup>. Плотность входящего N<sub>2</sub> определяется с помощью уравнения состояния:

$$\rho = \frac{\bar{W} p}{RT} \quad (3.65)$$

Скорость введения представляет собой массовый поток, деленный на плотность,  $u = \dot{m}'' / \rho$ , следовательно, повышение давления может быть записано таким образом:

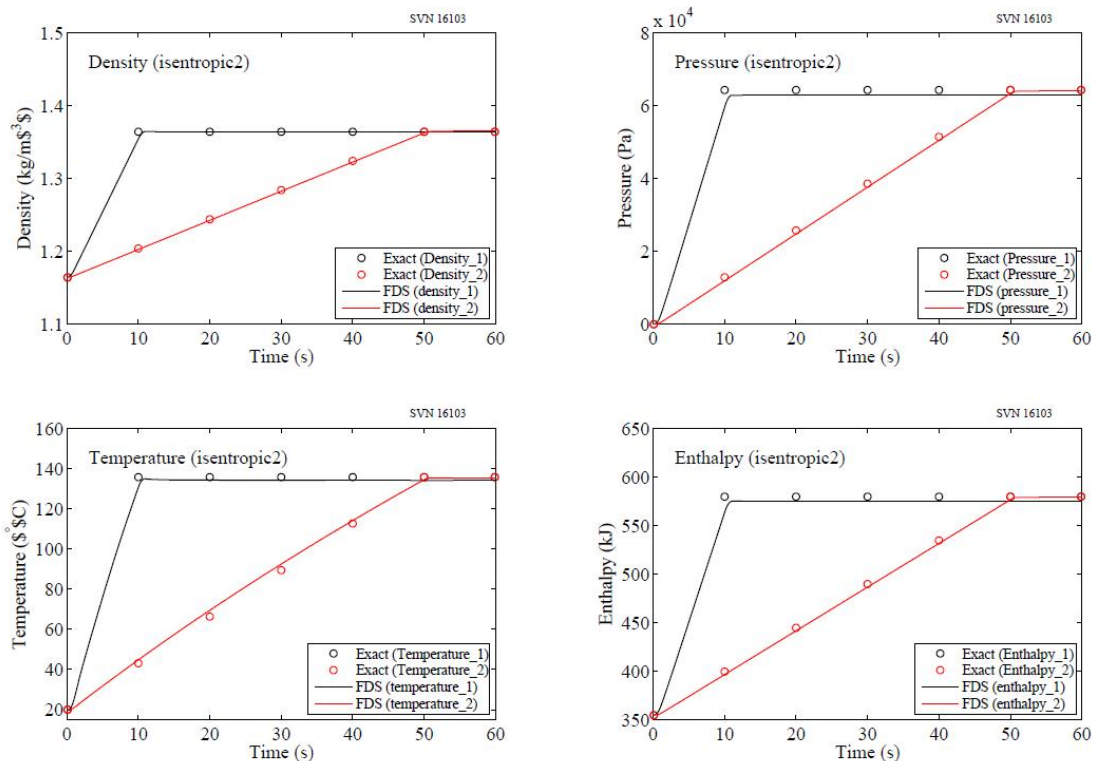
$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma \dot{m}'' R T A}{\bar{W} V} \quad (3.66)$$

Следует отметить, что повышение давления является постоянным. Как при быстром, так при и медленном введении ожидается возрастание давления до 64282 Па выше давления окружающей среды. Повышение плотности и температуры также являются линейными. Плотность увеличивается от 1,164 кг/м<sup>3</sup> до 1,364 кг/м<sup>3</sup>. Температура возрастает от 20 °С до 135,7 °С. Изменение внутренней энергии системы, на основе массы и температуры добавленного N<sub>2</sub>, следующее:

$$\Delta E = (0,2 \text{ кг}) \times (1,039 \text{ кДж/кг/К}) \times (773,15 \text{ К}) = 160,7 \text{ кДж} \quad (3.67)$$

Добавление в работе вследствие давления приводит к изменению суммарной энтальпии:

$$\Delta H = \Delta E + V \Delta P = 160,7 \text{ кДж} + (1 \text{ м}^3) \times (64,3 \text{ кДж/м}^3) = 225 \text{ кДж} \quad (3.68)$$



**Рис. 3.31: Увеличение плотности, давления, температуры и энтальпии вследствие ввода азота в герметичное помещение.**

### 3.9.4 Смешивание газов (energy\_budget\_dns)

В данном примере два вида воображаемых газов пропущены через каналы малого размера (1 мм на 1 мм), которые соединяются в Т-образном соединении. Площади поперечного сечения всех каналов одинаковы. Газ 1 имеет начальную температуру 606,3 °C и постоянную теплоемкость 1 кДж/кг/К. Газ 2 имеет начальную температуру 20 °C и постоянную теплоемкость 10 кДж/кг/К. Оба газа имеют молекулярную массу 29 г/моль и массовый поток, равный  $1 \times 10^{-8}$  кг/с. Как правило, газы одинаковой молекулярной массы имеют сопоставимую, однако не всегда одинаковую удельную теплоемкость. Данный случай является критическим. В устойчивом состоянии ожидается, что конвекция и диффузия энтальпии на границах будет равноценной:

$$\int h_s \rho u \cdot dS = \sum_{\alpha} \int h_{s,\alpha} \rho D_{\alpha} \nabla Z_{\alpha} \cdot dS \quad (3.69)$$

На графике, на рис. 3.32 слева показаны конвективный и диффузионный потоки энтальпии в устойчивом состоянии. Данные величины имеют противоположный знак, поскольку обе величины оцениваются как члены правой части уравнения в энергетическом балансе.

Из-за большой разницы в удельной теплоемкости, средняя скорость вытекающей газовой смеси,  $U_3$ , не просто представляет собой сумму скоростей на двух входах,  $U_1 + U_2$ . Фактически, для того, чтобы иметь соответствующую энтальпию потока на выходе, интеграл по объему от дивергенции должен быть следующим:

$$\int \nabla \cdot u dV \equiv -A(U_1 + U_2 - U_3) = -A \frac{(U_1 + U_2)(c_{p,2} - c_{p,1})}{c_{p,1} + c_{p,2}} = -1.357 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s} \quad (3.69)$$

На графике справа, на рис. 3.32 показан полученное в результате и интегрированное расхождение или чистый объемный поток.

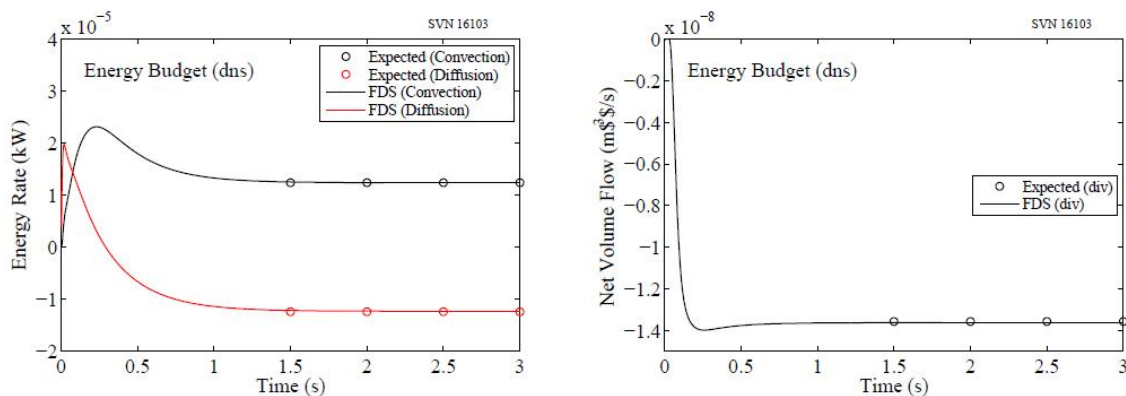


Рис. 3.32: (Слева) равенство потока конвективной и диффузионной энтальпии в устойчивом состоянии. (Справа) интегрированное расхождение или чистый объемный поток.

### 3.9.5 Смешивание с переменными значениями теплоемкости (energy\_budget\_tmix)

Данный случай обеспечивает проверку способности FDS правильно учитывать зависимость от температуры значения теплоемкости. Приблизительный случай смешивания в двухмерном канале представлен на примере горячего газа с температурой 900 °C с постоянной теплоемкостью  $CP = 1$  кДж/(кг·К), поступающего из левого нижнего вентиляционного отверстия с 2 кг/(м²·с), и холодного газа с температурой 20 °C с постоянной теплоемкостью  $CP = 10$  кДж/(кг·К), поступающего из левого верхнего вентиляционного отверстия с тем же массовым потоком. Газы смешиваются в центральном канале и покидают домен, вытекая направо.

Энтальпия смеси на выходе составляет  $2 \cdot 900 + 2 \cdot 20 = 1820$  кДж/(м²·с). Емкость смесь тепла на выходе составляет 5,5 кДж/(кг·К) и поток 4 кг/м²·с. Таким образом, температура на выходе составляет  $1820 : 4 = 455$  °C.

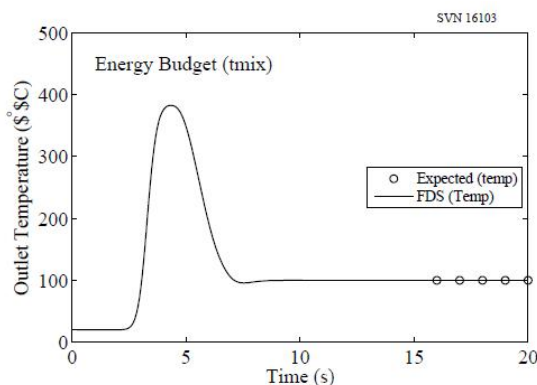


Рис. 3.33: Температура на выходе для случая energy\_budget\_tmix. Черные круги представляют правильный результат из 100°C

### 3.9.6 Твердые энергосбережения фазы (energy\_budget\_solid)

Этот случай проверяет способность FDS правильно сохранения общей твердой фазы и энергии газовой фазы. 1 м³ коробка заполнена 1 кг газа с удельной теплоемкости 1 кДж / (кг·К) с молекулярной массой 28 г / моль, и начальной температуре 20 °C. Все стены, за исключением пол, являются адиабатическими. Пол определяется как 1 мм слой из материала с проводимостью 100 Вт / (м · К), теплоемкость 1 кДж / (кг·К), начальная температура 150 °C, и плотностью 1000 кг/м³. Начальная энтальпия  $1 \cdot 20 + 1 \cdot 150 = 170$  кДж. В конце состояния газа вырастет температуры, твердый, будет уменьшена температуры, и давление повысится. Так как энергия сохраняется это происходит при температуре 96,3 °C. Окончательный энтальпия  $1 \cdot 96,3 + 1 \cdot 22670 = 22766,3$  кДж.



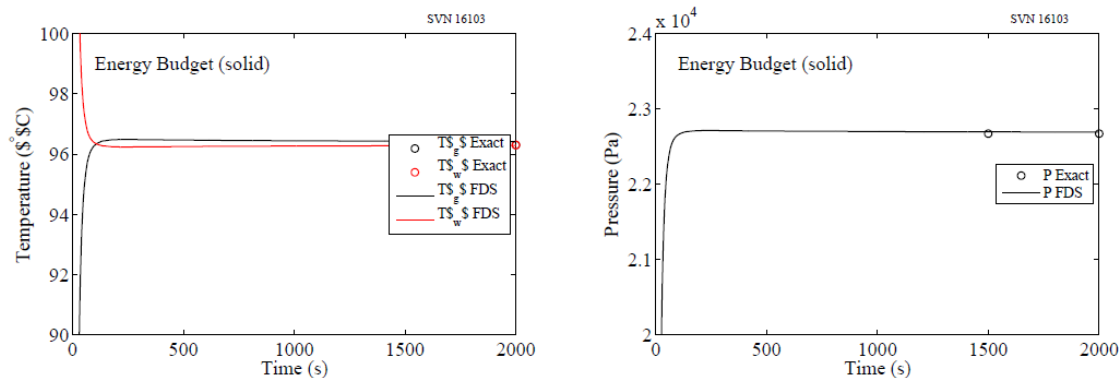


Рис. 3.34: Вывод температуры (слева) и давления (справа) для energy\_budget\_solid случая. Круги представляют правильный результат.

### 3.10 Проверка на ошибки в коде

В данном разделе представлен ряд случаев, которые предназначены для проверки или нет различные алгоритмы были запрограммированы должным образом. Хороший способ сделать это заключается в имитации простых течений, особенно те, с симметричными функциями. Ошибки в кодировании легко идентифицируются в таких случаях.

#### 3.10.1 Конечных разностей ошибки (symmetry\_test)

Этот пример очень простой тест, чтобы определить, есть ли ошибки кодирования в основной поток решатель. Фургон, 1 м на стороне, имеет 6 инъекций вентиляционные отверстия, одно в центре на каждом лице. Воздух нагнетают в коробку со скоростью 0,5 м/с. Все, что может привести к асимметрии в потоке выключения поля, например, гравитации, стратификации атмосферы, естественная конвекция, и случайные шумы. Результирующий поток поля, показанные слева на Рис. 3.35. Справа находятся участки из трех компонент скорости через равные углы корпуса. В идеале, не должно быть двух равных и противоположных временных диаграмм из трех компонентов. Даже малейшие ошибки в кодировании бросит это почти сразу же.

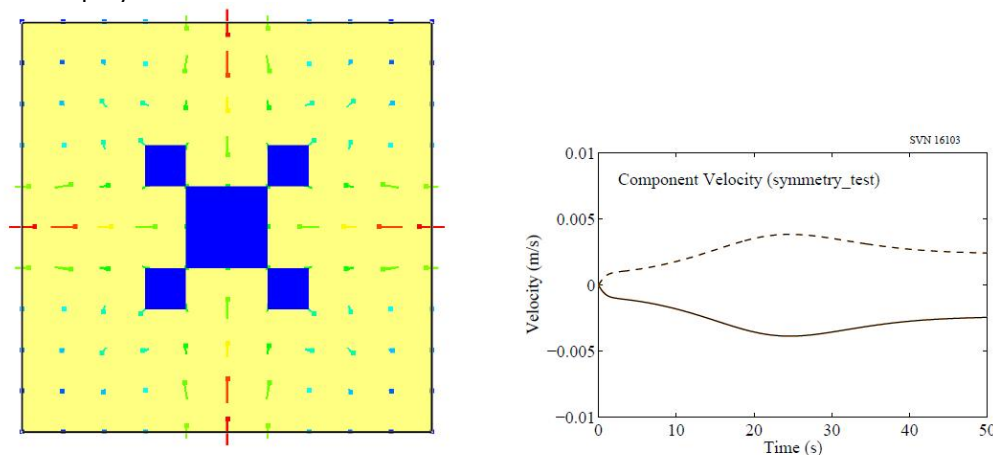


Рис. 3.35: Поле течения (слева) и график компонента скорости (справа) для symmetry\_test случае.

#### 3.10.2 Реализация граничного условия скорости (velocity\_bc\_test)

В данном примере простая струя создается путем нагнетания воздуха через квадратный канал. Препятствий формирования канала построены тремя различными способами. Первый способ заключается в создании канала с тонкими (нулевой ячейки толщиной) пластин. Вторая заключается в том, чтобы вырезать канал из цельного блока. Третий способ заключается в создании воздуховода из одной ячейки толстых пластин. В идеале, три струи должна быть точно такой же, но тонких различий в растворе давления и генерации случайных шумов приводят к трем уникальные образцы потока, которые являются лишь то же самое в усредненных по времени смысле. Чтобы проверить это, центральной давления и скорости записываются для 2 м / сек струи, исходящие из 0,8 м квадратном канале, который составляет 5 м в длину. Разрешение сетки довольно сырой (0,2 м), потому что цель этого упражнения является показать, что стационарная скорость и давление профилей в основном те же. Рисунок 3.37 отображаются профили. Кривые должны перекрывать друг друга. Ошибки в реализации условий скорости границы могут бросить трех случаях из выравнивания.

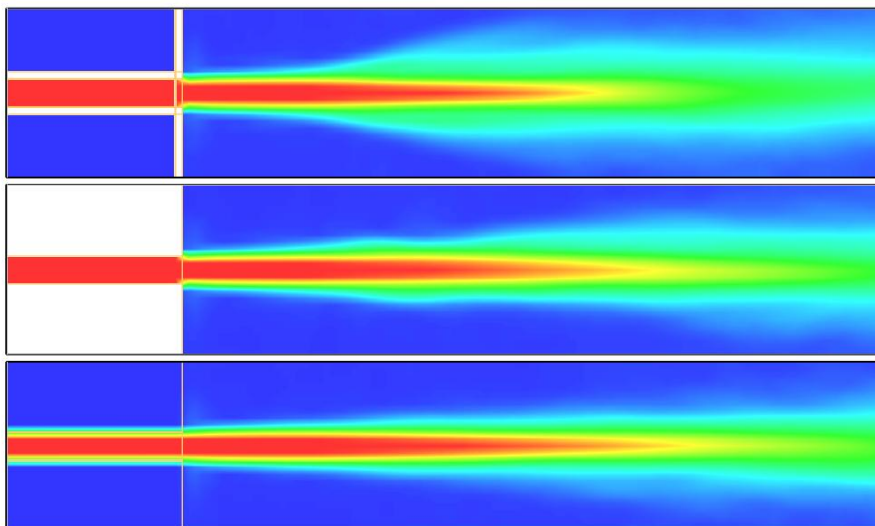


Рис 3.36: Усредненных по времени контуры скорости для velocity\_bc\_test случае.

### 3.10.3 Проверка ограничения расхождения (divergence\_test)

Вследствие приближения низкого значения числа Маха, поле потока, первоначально свободное от расхождения, должно оставаться таковым, в случае отсутствия источников тепла или снижений. В этом примере воздух выталкивается через 1 м куб со скоростью 1 м / сек. Воздух забирается с той же скоростью, и не должно быть никакого роста давления и поток должен оставаться соленоидальными. Есть также несколько препятствий, которые создаются и удаляются во время моделирования, чтобы проверить, что это не вызывает никаких ошибок. Рисунок 3.38 показывает минимальное и максимальное расхождение в зависимости от времени. Эти должны оставаться ниже приблизительно  $10^{-10}$  по абсолютной величине.

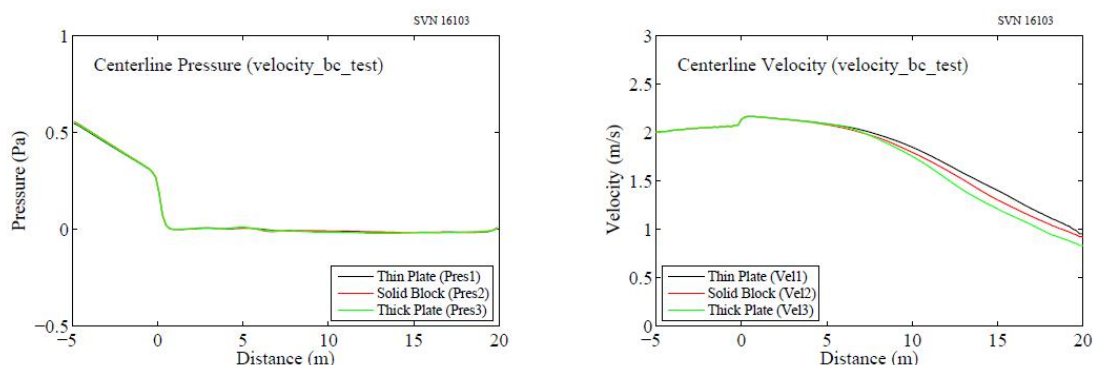


Рис. 3.37: Профили осевого среднего по времени давления (слева) и скорости (справа) для случая velocity\_bc\_test.

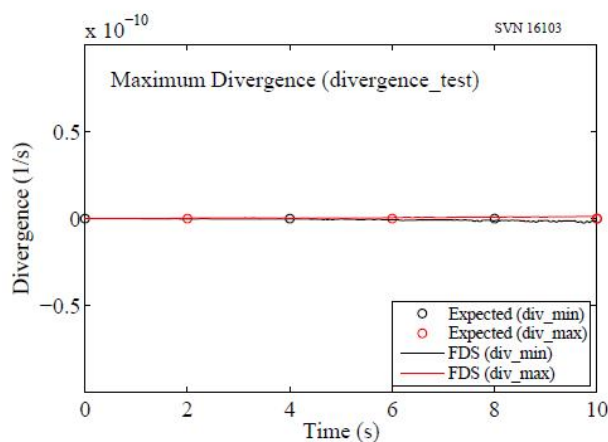


Рис. 3.38: Минимальная и максимальная дивергенция для случая divergence\_test.

## ГЛАВА 4. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Уравнение переноса излучения (RTE) для поглощающей/излучающей и рассеивающей среды имеет вид

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = - \left[ \kappa(\mathbf{x}, \lambda) + \sigma_s(\mathbf{x}, \lambda) \right] I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + B(\mathbf{x}, \lambda) + \frac{\sigma_s(\mathbf{x}, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}' \quad (4.1)$$

где  $I_{\lambda}(\mathbf{x}; \mathbf{s})$  это интенсивность излучения на длине волны  $\lambda$ ,  $\mathbf{s}$  это направление вектора интенсивности,  $\kappa(\mathbf{x}; \lambda)$  и  $\sigma_s(\mathbf{x}; \lambda)$  это локальные коэффициенты поглощения и рассеяния, соответственно, и  $B(\mathbf{x}; \lambda)$  это характеристика источника излучения. Интеграл в правой части уравнения описывает рассеяние внутри с других направлений. В случае не рассеянного газа уравнение переноса излучения (RTE) становится следующим

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa(\mathbf{x}, \lambda) \left[ I_b(\mathbf{x}) - I_{\lambda}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \right] \quad (4.2)$$

где  $I_b(\mathbf{x})$  является характеристикой источника и задается функцией Планка (см. ниже).

В практическом моделировании спектральная зависимость ( $\lambda$ ) не может быть решена точно. Вместо этого, спектр излучения делится на относительно небольшое количество диапазонов и для каждого диапазона выводится отдельное уравнение переноса излучения (RTE).

Уравнение переноса излучения (RTE) для конкретного диапазона имеет вид

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa_n(\mathbf{x}) \left[ I_{b,n}(\mathbf{x}) - I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \right], \quad n = 1 \dots N \quad (4.3)$$

где  $I_n$  это интенсивность, интегрированная в диапазон  $n$ , и  $\kappa_n$  это соответствующий средний коэффициент поглощения внутри диапазона. Исходный источник можно записать в виде дроби излучения черного тела

$$I_{b,n} = F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max}) \sigma T^4 / \pi \quad (4.4)$$

где  $\sigma$  является постоянной Стефана-Больцмана. Расчет коэффициентов  $F_n$  объясняется в см. список литературы [68]. Если известна интенсивность соответствующих диапазонов, суммарная интенсивность рассчитывается путем сложения всех диапазонов

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \sum_{n=1}^N I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad (4.5)$$

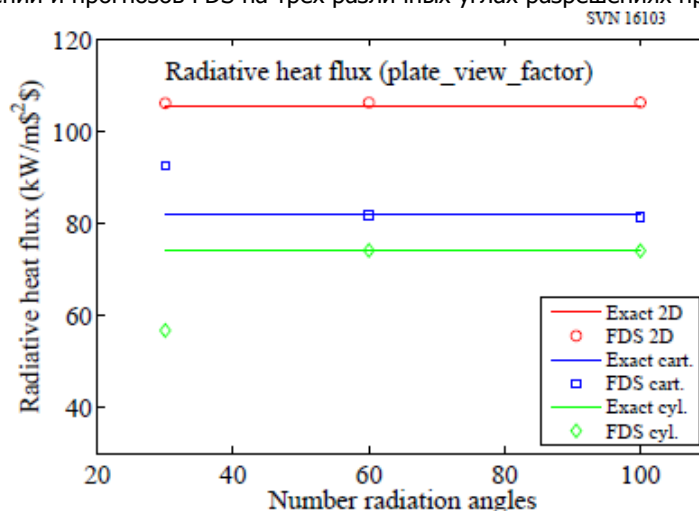
Есть множество примеров точных решений в литературе по теплопередаче, для простых конфигураций горячих и холодных объектов, для уравнения переноса излучения.

### 4.1 Излучение от параллельных плоскостей в различных системах координат (plate\_view\_factor)

Этот пример верификации проверяет расчет теплового потока излучения от горячей поверхности на дифференциальную, параллельную поверхность на расстоянии 1 м в разных системах координат. Излучающая поверхность находится при температуре 1000 °C и имеет коэффициент излучения 1.0. Точные значения рассчитываются с использованием аналитических формул для факторов формы.

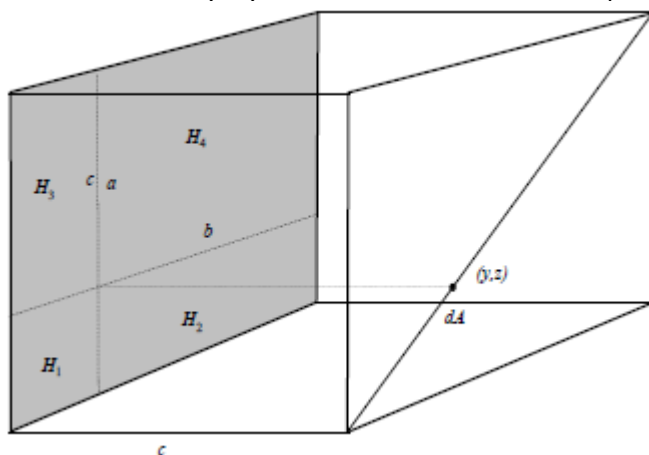
Координаты	Источник излучения	Тепловой поток (кВт/м²)
Декартовы 2D	Бесконечная пластина шириной 2 м	105,3
Декартовы 3D	Квадратная пластина шириной 2 м	81,8
Цилиндрические 2D	Круглый диск диаметром 2 м	74,1

Сравнение точных значений и прогнозов FDS на трех различных углах разрешения приведено ниже.



## 4.2 Излучение внутри коробки (radiation\_in\_a\_box)

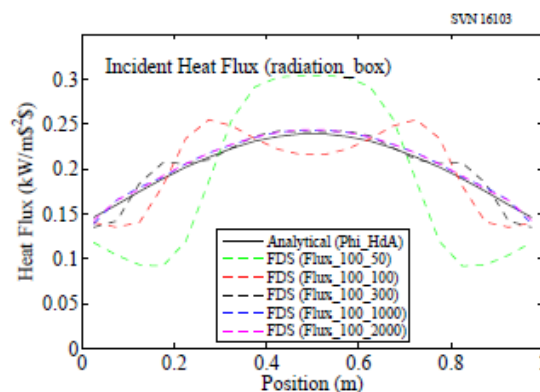
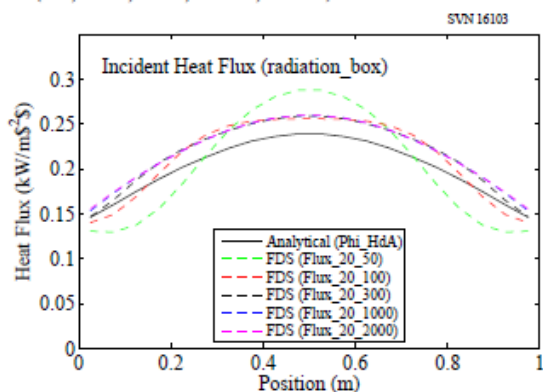
Этот пример верификации проверяет расчет трехмерной конфигурации коэффициента  $\Phi$  внутри коробки в форме куба с одной горячей стеной и пятью холодными (0 K) стенами. В общем виде геометрия теста показана ниже:



Геометрические факторы рассчитываются по диагонали от холодной стены до противоположной горячей стены. Точные значения геометрического фактора элемента плоскости  $dA$  до параллельного прямоугольника  $H$  рассчитываются с использованием аналитического решения [68]

$(y,z)$	$\Phi_{HdA}$	$(y,z)$	$\Phi_{HdA}$
0.025	0.1457	0.275	0.2135
0.075	0.1603	0.325	0.2233
0.125	0.1748	0.375	0.2311
0.175	0.1888	0.425	0.2364
0.225	0.2018	0.475	0.2391

Различные варианты примера включают в себя разрешение сетки ( $20^3$  и  $100^3$  ячеек) и количество углов излучения (50, 100, 300, 1000, 2000). Точные результаты и результаты FDS приведены здесь:



## 4.3 Излучение от плоского слоя (radiation\_plane\_layer)

Этот пример проверяет расчет трехмерного излучения с однородного, бесконечно широкого слоя горячих газов. Температура слоя равна 1273,15 K и коэффициент поглощения,  $k$ , изменяется. Толщина слоя зафиксирована значением 1 м, а оптическая толщина равна  $t = (1k)$ . Температуры стен заданы значением 0 K.

Результаты сравниваются с точным решением  $S(t)$ , представленным в см. список литературы [69]

$$S(\tau) = S_b [1 - 2E_3(\tau)] \quad (4.6)$$

где  $S_b = \sigma T^4$  это тепловой поток черного тела с излучающей плоскости и  $E_3(t)$  это интегральная показательная функция (3 порядка) оптической глубины  $t$ .

Результаты FDS вычисляются в двух разрешениях сетки в направлении  $x$  ( $I = 20$  и  $I = 150$ ). Для  $I = 20$ , как версия с одним диапазоном, так и версия с шестью диапазонами, включаются для проверки правильной интеграции тепловых потоков в нескольких диапазонах. Для  $I = 20$ , 2-D версии также вычисляются ( $J = 1$ ). Предельный случай,  $t = \infty$ , с использованием сплошной стены при температуре 1273,15 K, вычисляется для проверки расчета теплового потока стены. Точные значения и прогнозы FDS касаясь тепловых потоков стены приведены в таблице ниже.

$\tau$	$S(\tau)$ (кВт/м <sup>2</sup> )	FDS (I=20,J=20)		FDS (I=20,J=1)		FDS (I=150)
		1 диапазон	6 диапазонов	1 диапазон	6 диапазонов	1 диапазон
0.01	2.8970	2.9180	2.9070	2.8349	2.8242	2.9258
0.1	24.9403	25.5501	25.4539	25.1023	25.0078	25.7045
0.5	82.9457	83.1309	82.8179	84.3709	84.0532	84.0264
1.0	116.2891	115.4051	114.9707	117.8010	117.3575	116.7751
10	148.9698	148.9618	148.4010	148.9677	148.4069	148.9695
$\infty$	148.9709	147.9048	147.3480	147.9966	147.4395	148.1825

#### 4.4 Внутреннее излучение стен (wall\_internal\_radiation)

Глубокое поглощение теплового излучения в твердом теле вычисляется с использованием модели двух потоков. В этом примере точность модели двух потоков проверяется путем расчета потока излучения с однородного слоя материала (толщиной  $L = 0,1$  м) при температуре 1273,15 К, в условиях температуры окружающей среды, равной 1 К.

Коэффициент поглощения  $k$  изменяется для покрытия диапазона  $[0,01, 10]$  оптической глубины  $t = kL$ .

Точные решения для излучающего потока являются аналитическими решениями излучения плоского слоя [69]

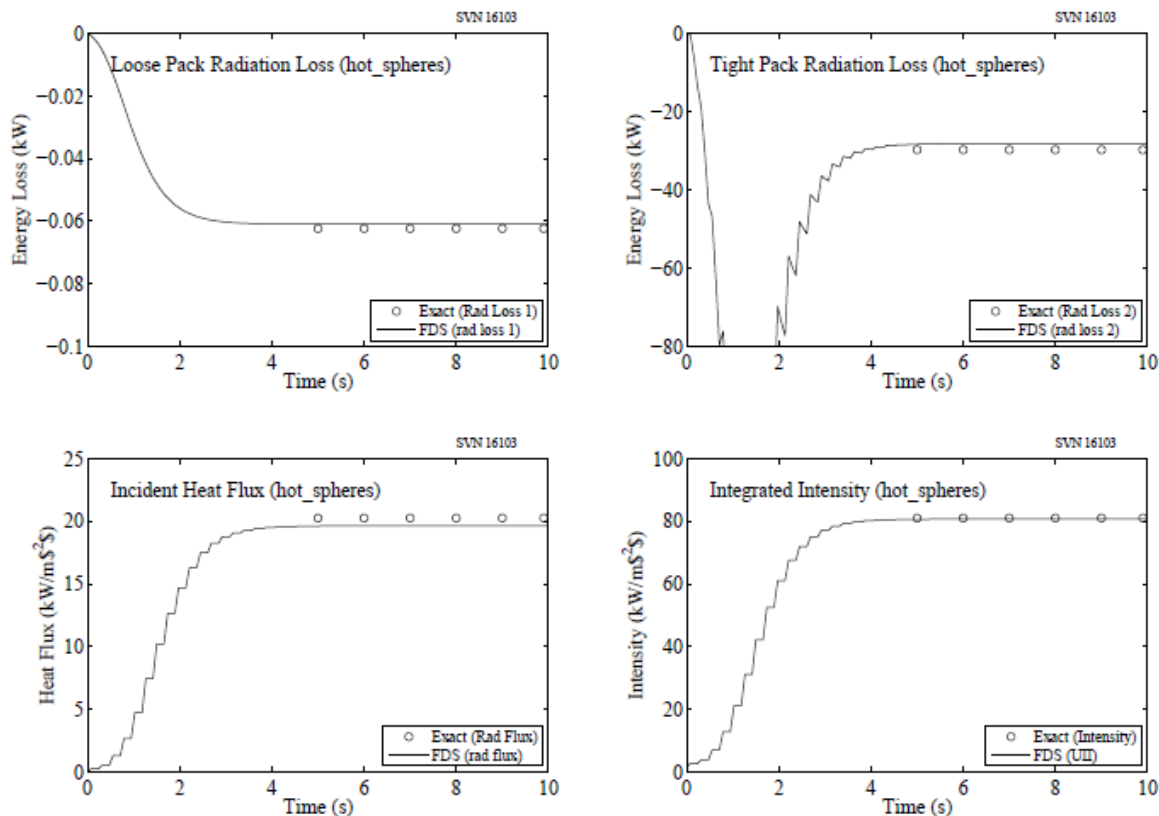
$$S(\tau) = S_b [1 - 2E_3(\tau)] \quad (4.7)$$

где  $S_b = \sigma T^4$  это тепловой поток черного тела с излучающей плоскости, а  $E_3(t)$  это интегральная показательная функция (3 порядка) оптической глубины,  $t$ . Точные решения и результаты FDS показаны в таблице ниже.

$\tau$	$S(\tau)$ (кВт/м <sup>2</sup> )	FDS (кВт/м <sup>2</sup> )
0.01	2.897	2.950
0.1	24.94	26.98
0.5	82.95	93.90
1.0	116.3	128.4
10.	149.0	149.0

#### 4.5 Излучение, испускаемое горячими сферами (hot\_spheres)

Этот пример проверяет расчет теплового потока излучения с совокупности источников тепла. В пределах двух полностью открытых объемов шириной каждой стороны 1 м, есть горячие сферы диаметром 1 см и температурой 500 °С, которые находятся в меньших объемах, шириной каждой стороны 0,5 м. Один из открытых объемов содержит 10 сфер, а другой содержит 50000 сфер. Моделирование длится в течение 10с. В первом объеме теплотери рассчитываются лишь суммированием площадей сфер, умноженных на  $\sigma T^4$  (коэффициент излучения указывается как единица в данном примере). См. верхний левый график на Рис.4.1. Во втором объеме диапазон плотно заполнен, и ожидается, что набор сфер будет излучать так же, как трехмерный куб, шириной каждой стороны 0,5 м, температура которого составляет 500 °С. Это меньше 30 кВт, как показано на верхнем правом графике Рис.4.1. Левый нижний график Рис.4.1 показывает случайный поток тепла на датчик, расположенный в центре плотно заполненного объема. Ожидается, что этот датчик будет регистрировать тепловой поток  $\sigma T^4 = 20.26$  кВт/м<sup>2</sup>. Наконец, нижний левый график Рис.4,1 показывает интегральную интенсивность,  $4\sigma T^4 = 81.04$  кВт/м<sup>2</sup>.



**Рис. 4.1: Общие теплотери, тепловой поток излучения и интегральная интенсивность набора свободно и плотно заполненных излучающих сфер.**

#### 4.6 Излучение, поглощаемое каплями жидкости (droplet\_absorption)

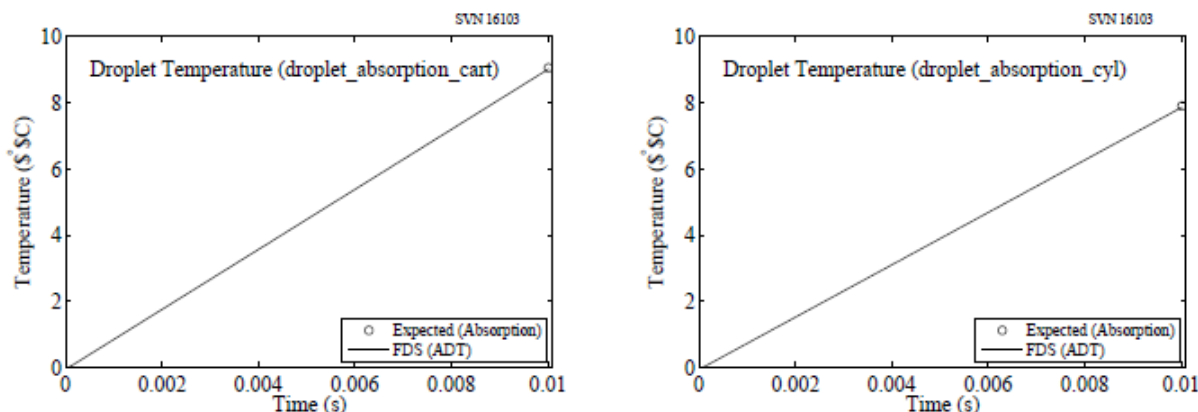
Эти примеры проверяют, что энергия сохраняется, когда излучение поглощается каплями жидкости. Мы хотим убедиться, что поглощаемое тепловое излучение точно преобразуется во внутреннюю энергию каплей. Скорость увеличения средней температуры каплей,  $T_p$ , связана со скоростью поглощения излучения всех каплей,  $\dot{Q}_r$ , в соответствии со следующим уравнением:

$$m c_p \frac{dT_p}{dt} = \dot{Q}_r \quad (4.8)$$

где  $m$  и  $c_p$  это общая масса и удельная теплоемкость каплей, соответственно. Конвективный теплообмен между газом и каплями невелик, так как число Прандтля газовой фазы было задано искусственно завышенным значением. Если интенсивность излучения остается постоянной в ходе временного шага, средняя температура каплей за период времени,  $\Delta t$ , должна быть:

$$\overline{T_p} = T_0 + \frac{\Delta t \dot{Q}_r}{m c_p} \quad (4.9)$$

Установив  $T_0 = 0^\circ \text{C}$ ,  $\Delta t = 0.01 \text{ s}$ ,  $m = 0.01 \text{ кг}$ , и  $c_p = 1.0 \text{ кДж/(кг*К)}$ , окончательное значение  $T_p$  должно равняться  $\dot{Q}_r$ . На Рис.4.2 показано сравнение прогнозируемой средней температуры каплей и ожидаемого значения в декартовой и цилиндрической системах координат.



**Рис. 4.2: Передача поглощаемой тепловой энергии излучения в повышенную среднюю температуру каплей.**



#### 4.7 Излучение, поглощаемое твердыми частицами (particle\_absorption)

Тесты, аналогичные представленным в главе 4.6, выполняются для твердых частиц с декартовой, цилиндрической и сферической формами. Все свойства такие же, за исключением массы частиц ( $m_{\text{cart}} = 6.26 \times 10^{-4}$  кг,  $m_{\text{cyl}} = 1.96 \times 10^{-3}$  кг,  $m_{\text{sph}} = 6.54 \times 10^{-4}$  кг). Кроме того, необходимо определить высокую теплопроводность  $k = 1 \times 10^9$  Вт/(м\*К), поскольку не предполагается, что частицы термически слабые, как капли жидкости. На Рис.4.3 показано сравнение прогнозируемой средней температуры капель и ожидаемого значения. По умолчанию излучение выражается на основе взятого интегрального усреднения (0 углов), но есть возможность «поделить» частицы на множество частиц, которые поглощают излучение, проникающее с разных направлений. В этом примере излучение делится на противоположные x, y и z направления (за исключением декартовых частиц, для них только направление z).

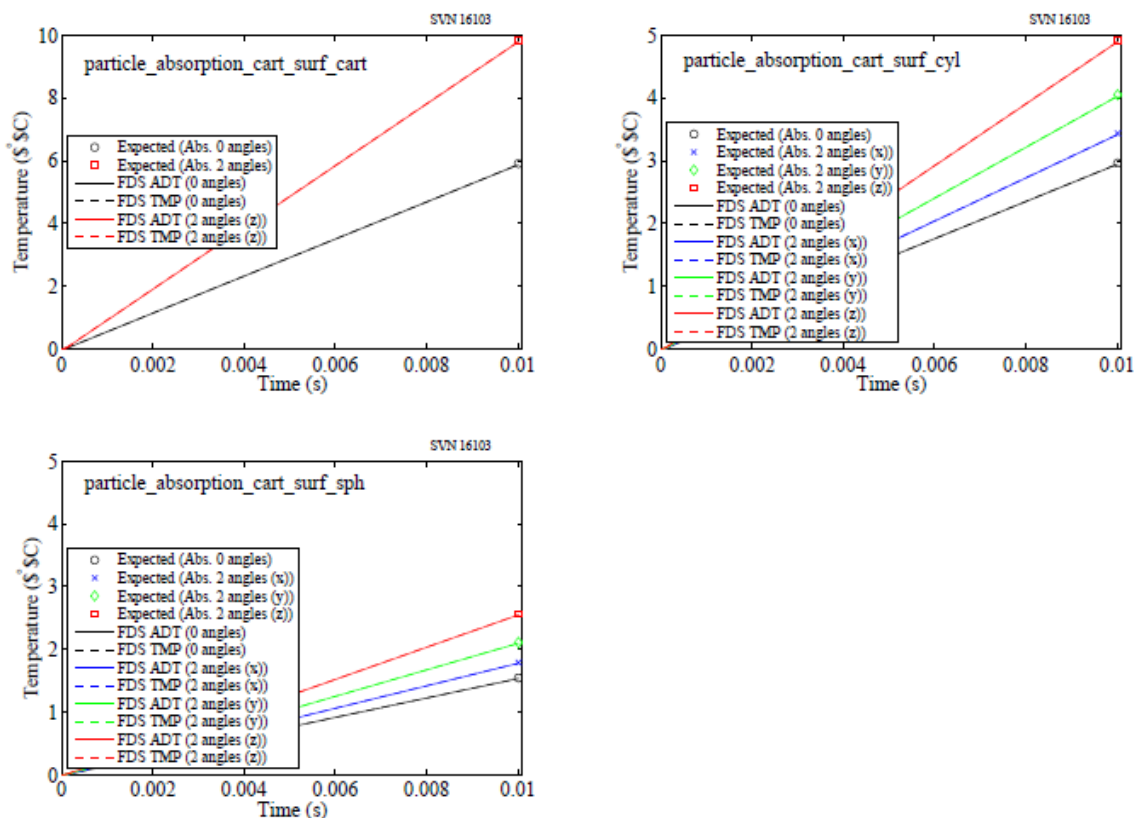


Рис. 4.3: Повышение температуры твердых частиц вследствие поглощенного излучения.

#### 4.8 Ослабление излучения частицами (part\_attenuation)

Этот пример является качественной оценкой ослабления теплового излучения четырьмя различными видами частиц. В каждом примере излучение вычисляется внутри метрового куба с одной горячей и пятью холодными стенами. Проводится мониторинг теплового потока излучения на стене, противоположной горячей стене. В каждом примере неиспаряющиеся, монодисперсные, весом 10 г и размером 100 мм частицы плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  помещаются внутрь куба. Производится расчет пяти разных примеров. Эталонный пример не содержит частиц. Другие четыре примера содержат прозрачные частицы, капли воды, капли горючего, и непрозрачные частицы. Тестируются различные методы для определения коэффициента преломления. Для капель воды и горючего используются внутренние таблицы FDS. Для прозрачных частиц коэффициент преломления равен  $m = 1.0 + 0i$ . Для непрозрачных частиц коэффициент преломления равен  $m = 1.05 + 0.5i$ . Полученные тепловые потоки графически показаны на Рис.4.4. Прозрачные частицы не приводят к ослаблению излучения, а относительно непрозрачные частицы дают максимальное ослабление. Тепловые потоки, проходящие сквозь капли воды и топлива, дают два абсолютно противоположных результата.

Этот пример также демонстрирует конечную скорость сходимости расчетов излучения в рассеивающей среде. Как видно, поле излучения не сходится с его конечным значением моментально, так как отсутствуют внутренние итерации в решателе излучения. В результате, небольшое повышение теплового потока наблюдается через 0,5 с, а это третий временной шаг, то есть второй вызов решателя излучения. Далее, меньшее повышение можно наблюдать тремя шагами позже. В реальных приложениях с небольшими временными шагами, время отставания поля излучения довольно мало.



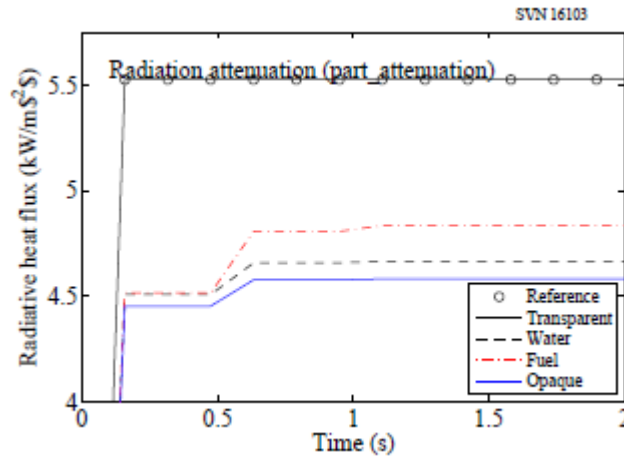


Рис. 4.4: Ослабление теплового излучения четырьмя различными классами лагранжевых частиц.

#### 4.9 Переходная характеристика термпар (TC\_heating)

Термопара помещается в центр метрового куба со стенами с заданной температурой 600 °C и заданной температурой газа 20°C. Коэффициент теплопередачи задается равным нулю, чтобы исключить конвективный нагрев. Температура газа остается на уровне 20°C, так как отсутствует конвективная теплопередача от стен. Термопара нагревается в соответствии с уравнением:

$$\rho_{TC} c_{TC} V_{TC} \frac{dT_{TC}}{dt} = \epsilon_{TC} \sigma A_{TC} (T_s^4 - T_{TC}^4) \quad (4.10)$$

для которого аналитическое решение следующее:

$$t = \frac{\ln(x+1) - \ln(1-x) + 2 \tan^{-1}(x)}{4\beta T_s^3} \Big|_{T_{TC}(0)}^{T_{TC}(t)} ; \quad \beta = \frac{\epsilon_{TC} \sigma A_{TC}}{\rho_{TC} c_{TC} V_{TC}} ; \quad x = \frac{T_{TC}}{T_s} \quad (4.11)$$

На Рис.4.5 показана характеристика термпары по сравнению с аналитическим решением.

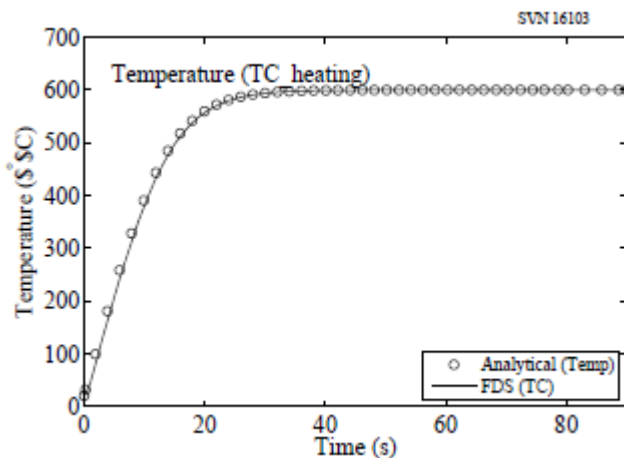


Рис. 4.5: Повышение температуры термпары, окруженной стенами при 600 °C.

#### 4.10 Излучение и термпары (TC\_view\_factor)

Этот пример проверяет решатель излучения с помощью простой модели термпар в FDS. Предположим, что небольшой, термически слабый металлический шарик находится в центре метрового куба. Левая половина поверхности границы куба находится при температуре 20°C, а правая половина при температуре 500°C. Допустим, конвективная теплопередача на шарик отсутствует, есть только излучение. Предположим, все имеет коэффициент излучения, равный 1. Температура шарика должна подняться до стабильного значения

$$T_{TC} = \left( \frac{T_1^4 + T_2^4}{2} \right)^{\frac{1}{4}} - 273.15 = \left( \frac{293.15^4 + 773.15^4}{2} \right)^{\frac{1}{4}} - 273.15 = 380.3 \quad ^\circ\text{C} \quad (4.12)$$

Модель термпар в FDS использует интегральную интенсивность, деленную на 4,  $U=4$ , как средний тепловой поток к поверхности шарика. При отсутствии конвекции стабильное значение температуры шарика должно быть

$$T_{TC} = \left( \frac{U}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} - 273.15 \quad (4.13)$$

По сути это то, что представлено на Рис.4.6, в сравнении с истинным значением, рассчитанным в уравнении (4.12).

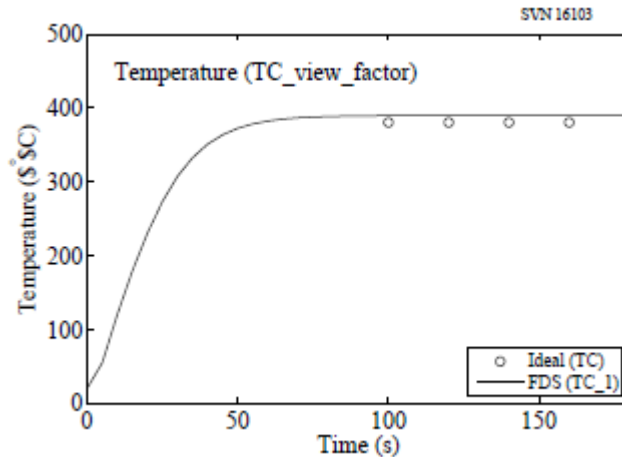


Рис. 4.6: Температура термопары, равноудаленной от стен при температурах 20°C и 500°C.

#### 4.11 Защитный экран от излучения (radiation\_shield)

Свинцовый защитный экран от излучения толщиной 0,1 мм помещен между двумя бесконечно широкими параллельными пластинами при температурах 500°C и 20°C. Расчетная область представлена размерами 10 м на 0,1 м на 1 м. Предполагается, что стороны области это симметричные плоскости. Коэффициент излучения,  $\epsilon_3$ , свинцового защитного экрана равен 0,48 с обеих сторон. На 400-й секунде экран удаляется. Если предположить, что конвективная теплопередача отсутствует, а коэффициент излучения горячей и холодной пластин равен 1, стационарный тепловой поток к холодной пластине должен быть [70]:

$$\dot{q}_{12}'' = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} + 2\left(\frac{1-\epsilon_3}{\epsilon_3}\right)} = 4.76 \text{ kW/m}^2 \quad (4.14)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  это температуры горячей и холодной пластин, соответственно, и  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ , и  $\epsilon_3$  это значения коэффициента излучения горячей пластины, холодной пластины и свинцового защитного экрана, соответственно. Когда на 400-й секунде экран удаляется, тепловой поток должен повыситься до значения 19,8 кВт/м². Прогнозируемый тепловой поток представлен на Рис.4.7.

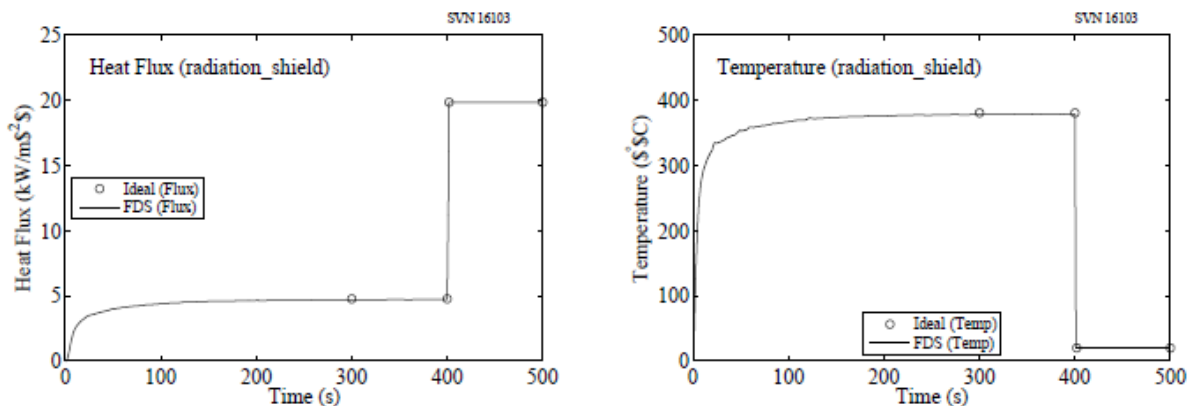


Рис. 4.7: (Слева) Тепловой поток на холодную пластину, отделенную от горячей пластины тепловым экраном. На 400-й секунде экран удаляется. (Справа) Температура теплового экрана.

Исходя из того, что тепловой поток от горячей пластины на экран равен тепловому потоку от горячей пластины на холодную пластину, температура экрана может быть рассчитана следующим образом [70]:

$$\dot{q}_{12}'' = \dot{q}_{13}'' = \frac{\sigma(T_1^4 - T_3^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_3} - 1} \quad ; \quad T_3 = 380.4 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.15)$$

Прогнозируемая температура экрана графически представлена на Рис.4.7.

## ГЛАВА 5. ВЕЩЕСТВА И ГОРЕНИЕ

В данной главе содержатся примеры для проверки расчетов относительно концентрации веществ, свойств газа и горения.

### 5.1 Выделение продуктов (methane\_flame)

Простой пламени метана с 10% CO выход сжигается внутри замкнутой полости в течение 5 с. Общая масса CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и CO записывается. Моделирование выполняется с помощью трех альтернативных способов определения реакции горения: простой химии, примитивных видов, и сосредоточенными видами. То же самое количество каждого вида продукта должно быть произведено в каждом случае. На рисунке сравнивает массу трех продуктов сгорания. На рисунке сравниваются простая химия против примитивных видов по сравнению с сосредоточенными видами.

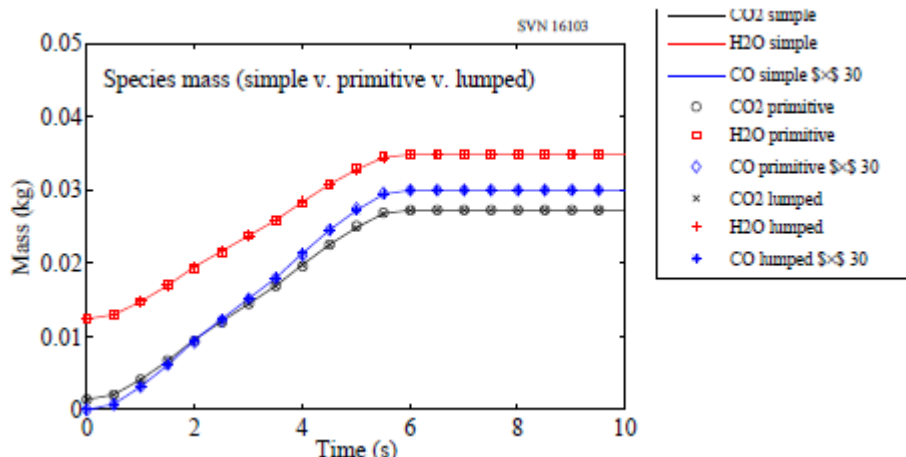


Рис.5.1: Продукт сгорания массы с помощью трех альтернативных определений реакции: простая химия против примитивных видов по сравнению с сосредоточенными веществами.

### 5.2 Скорости реакций (reactionrate)

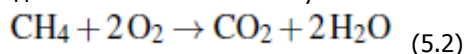
В этом разделе описывается ряд тестов предназначен для проверки механизма скорости реакции с использованием концепции затухания вихря модели для бесконечно быстрых реакций (EDC) и конечной скорости (Аррениус) реакций. В наиболее общем смысле, если реакция протекает скорость реакции либо бесконечно, либо конечной скорости. Для бесконечной скорости реакции скорость ограничена минимальной концентрации реагента. Для конечной скорости реакции скорость видов зависит от таких факторов, как локальная концентрация видов ( $Y_\alpha$ ), температура ( $T$ ) и параметры Аррениуса ( $E; A; a$ ):

$$\frac{dY_\alpha}{dt} = -\frac{1}{\rho} \sum_i \left( \frac{v_{\alpha,i} W_\alpha}{v_{F,i} W_F} \right) A'_i T^{n_i} e^{-E_i/RT} \prod Y_\alpha^{a_{\alpha,i}} \quad \text{where } A'_i = A_i \rho^{\sum a_\alpha} \prod W_\alpha^{-a_{\alpha,i}} \quad (5.1)$$

Подробное обсуждение сгорания процедуры можно найти в Техническом руководстве FDS [60].

#### 5.2.1 Контролируемые смешиванием реакции (reactionrate\_EDC)

Представленные в разделе примеры предназначены для изучения эволюции веществ для реакций различной сложности с использованием модели EDC с бесконечно быстрой химией. Первый случай тест является одностадийной реакцией метана, который происходит при постоянном объеме, адиабатический "реактор" с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с. Каждая вычислительная ячейка содержит стехиометрической смеси топлива и воздуха. В этой задаче "воздух" определяется как 21% кислорода и 79 % азота по объему.



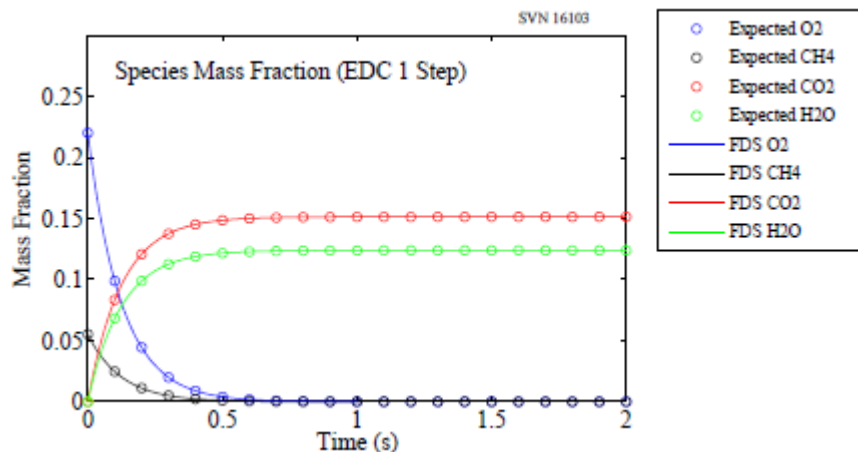


Рис. 5.2: Время эволюции видов массовой долей на один шаг метан EDC реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.

В дополнение к видам, мы хотим сравнить FDS прогнозы по температуре и давлению. Для этого реагирующей системы, внутренняя энергия остается постоянной, при этом температура может быть найден из:

$$\bar{u}_{P,\alpha} - \bar{u}_{R,\alpha} = 0 \quad (5.3)$$

где P представляет продукты, R представляет реагентов и  $u_a = h_a - RT$ . Суммарной энтальпии,  $h_a$ , определяется как сумма энтальпия образования ( $h_f$ ) и разрывной энтальпии ( $Dh$ ) для каждого из видов.

Если предположить, что продукты ведут себя как идеальный газ, конечное давление можно найти с помощью уравнения состояния идеального газа:

$$PV = nRT \quad (5.4)$$

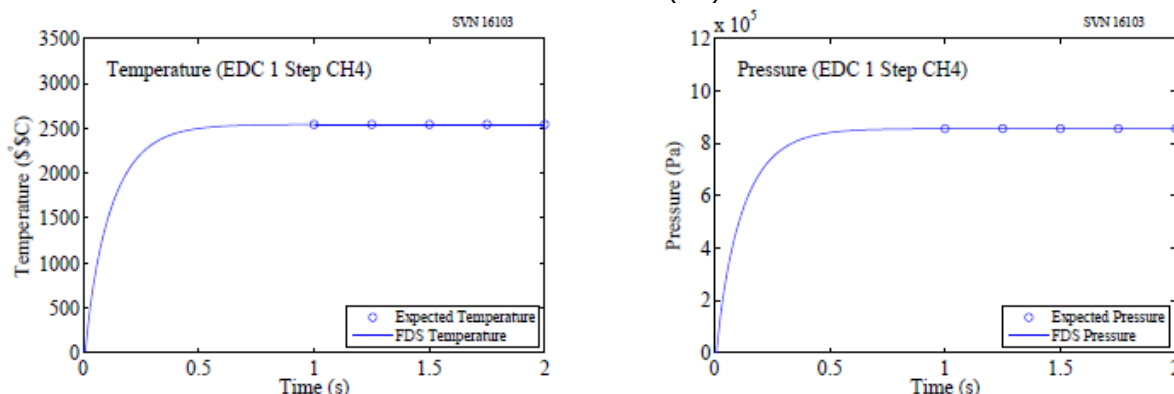
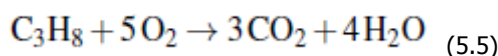


Рис. 5.3: Время эволюции температуры и давления на один шаг метан EDC реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.

При тех же условиях, что и метан случае видов, температуры и давления по сравнению с ожидаемыми результатами по одностадийной реакции пропана:



Результаты для пропан случае показаны на рисунке 5.4 (видов) и 5,5 (температура и давление).

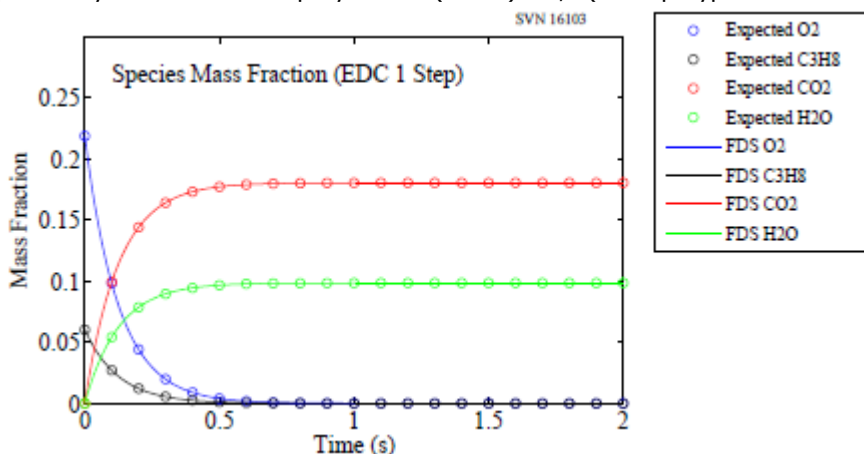
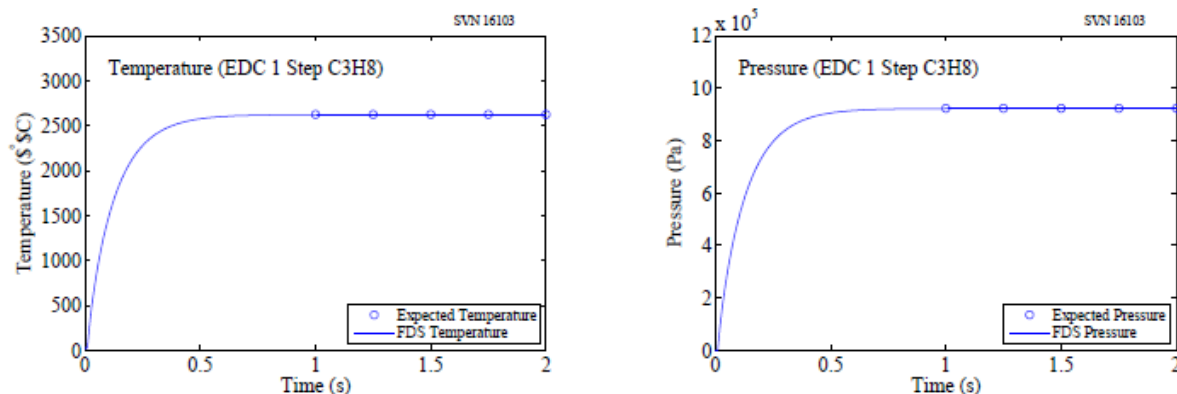


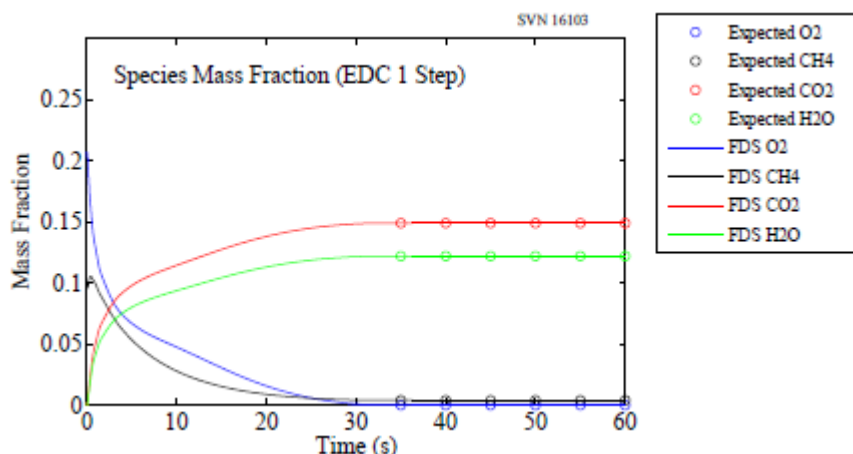
Рис. 5.4: Время эволюции видов массовой долей на один шаг пропан EDC реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.

В двух предыдущих примерах, каждый вычислительный элемент содержал стехиометрической смеси топлива и воздуха. Для этого третьего примера, клетки инициализируются быть все топливо в одной части реактора, и весь воздух в остальной объем.



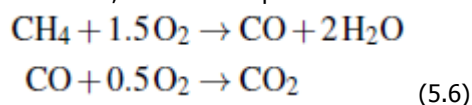
**Рис. 5.5: Время эволюции температуры и давления на один шаг пропан EDC реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.**

Глобально, реактор топливом богат и следует тем же один шаг метана реакции, как описано на 5,2. Рисунки 5.6 и 5.7 показывают виды концентрации, температуры и давления FDS и ожидаемых значений. В этом случае конечное состояние не достигнуто приблизительно до 35 секунд по сравнению с 1 секунды для случаев, когда каждая ячейка содержала горючие композиции.

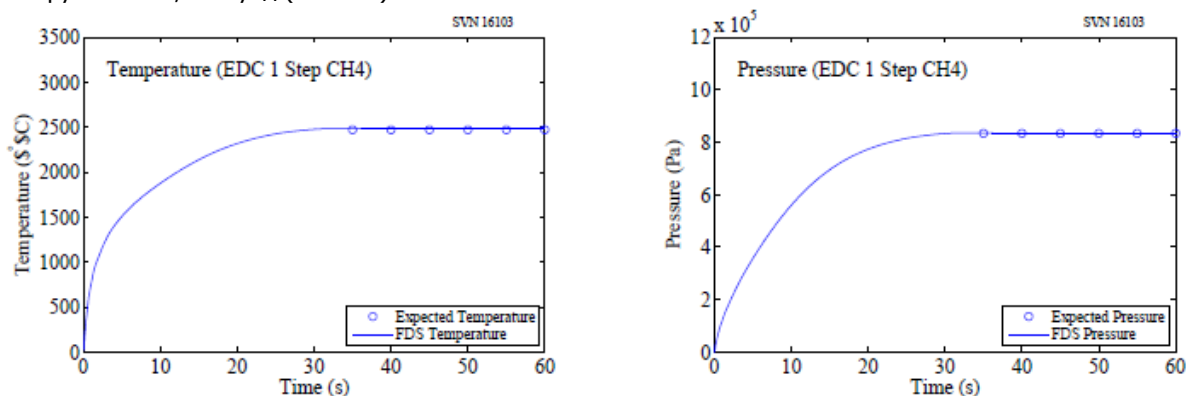


**Рис. 5.6: Время эволюции видов массовой долей на один шаг метан EDM реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.**

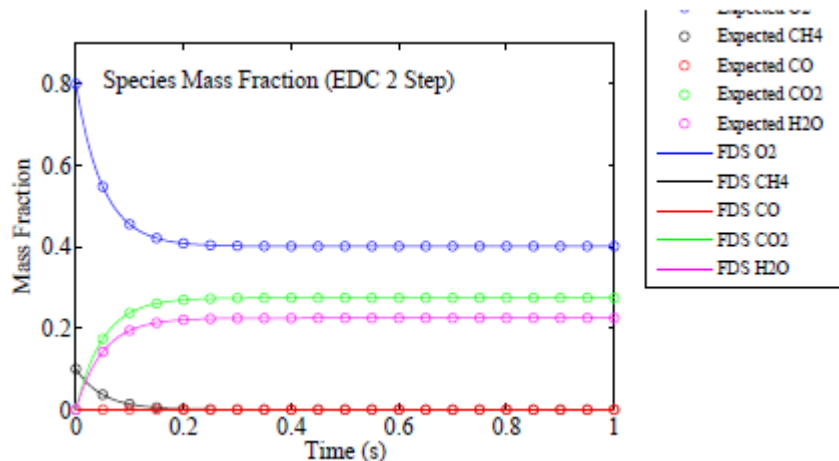
Реализация EDC реакции также тестируется проверить эволюции видов для химических реакций повышенной сложности. Первый последовательный двухступенчатый, топливно-ограниченный метан реакции:



Каждая ячейка в модельной реакции инициализируется с обогащенным кислородом смеси и времени смешивания,  $t_{mix}$ , фиксируется на 0,1 секунд (Рис. 5.8).

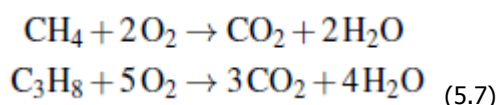


**Рис. 5.7: Температура (слева) и давлении (справа) эволюции на один шаг метан EDM реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0,125$  с.**



**Рис. 5.8: Время эволюции массовая доля видов для двухступенчатого, топливно-ограниченные реакции EDC с фиксированным временем смешивания  $t_{mix} = 0.1$  с.**

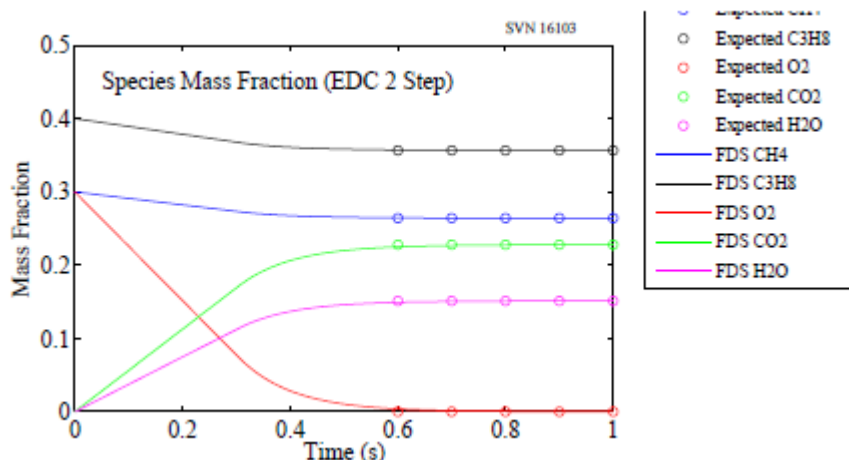
Во втором случае тест состоит из двух конкурирующих, кислород ограниченной реакции; один шаг метана и один шаг пропан реакции.



Эволюции видов сравниваются с ожидаемыми значениями на Рис. 5.9.

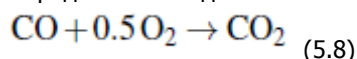
#### 5.2.2 Реакции конечной скорости (reactionrate\_arrhenius)

Основное различие между Аррениуса, скорость реакции и перемешивание контролируемых реакций, что скорость реакции в конечном счете находится из локальных параметров, таких как концентрация видов и температуры, а также константы скорости. Значения  $a_a$  в уравнении (5.1) являются специфическими для каждой реакции и для ненулевых значений,  $dY_a/dt$  становится нелинейного дифференциального уравнения. Мы считаем, как линейных, так и нелинейных случаях с одной и двухступенчатого механизма реакции.



**Рис. 5.9: Время эволюции массовая доля видов для двухступенчатого, кислород ограниченной EDC реакции с фиксированным время смешивания  $t_{mix} = 0.1$  с**

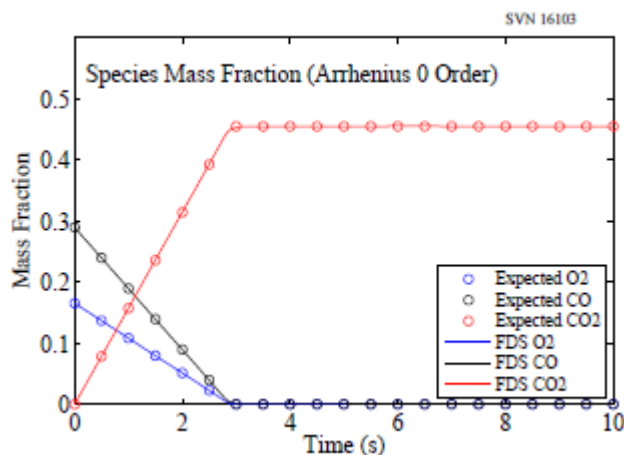
Сначала мы рассмотрим два один шаг случаях; нулевого и второго порядка реакции. Уравнение (5.8) показывает один шаг, нулевого порядка теста окисления углерода монооксид:



Параметры реакции скорость входного приведены в таблице ниже.  $E$ ,  $a_a$ , и  $n_a$  устанавливаются в ноль, и установлен так, что  $k_i = 1$ . В результате этого скорость реакции упростить функцию молекулярного веса и стехиометрические коэффициенты. Виды эволюции результаты CO реакции в уравнении (5.8) показаны на Рисунке 5.10.

Реакция	$\nu_a$	$E$ (кДж/кмоль)	$A$ (см <sup>3</sup> /моль/с)	$a_a$	$n_a$
5.8	[-1 -0.5 1]	0	4,244e-6	[0 0 0]	[0 0 0]

определяется как [CO O2 CO2].

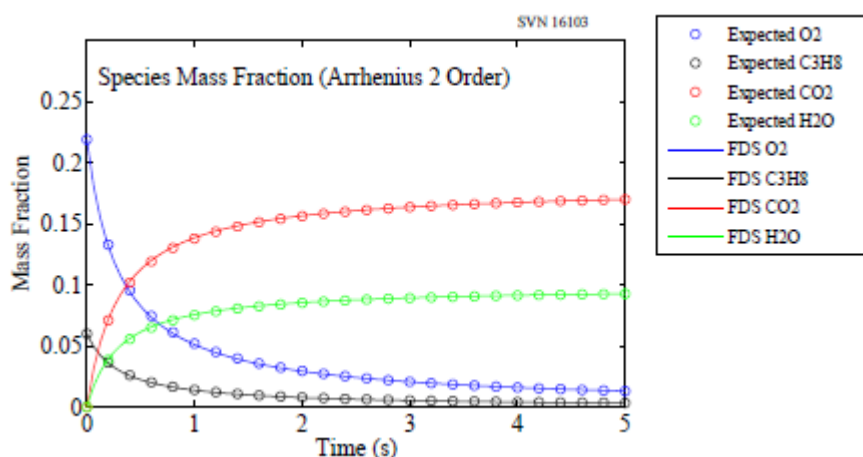


**Рис. 5.10: Время эволюции видов массовой долей на один шаг нулевого Аррениуса скорость реакции конечно.**

Второй тест конечном случае является одним шагом, второго порядка пропана реакция, уравнение (5.5). В таблице ниже приведены параметры реакции скорость ввода. В этом случае  $a_a = [1; 1; 0; 0]$  для пропана, кислорода, окиси углерода и водяного пара, соответственно. Это делает реакцию второго порядка,  $O = a_a$ . Виды эволюции для одно-стадийной реакции второго порядка показаны на Рисунке 5.11.

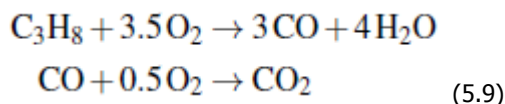
Реакция	$v_a$	$E$ (кДж/кмоль)	$A$ (см <sup>3</sup> /моль/с)	$a_a$	$n_a$
5.5	$[-1 \ -5 \ 3 \ 4]$	0	$4e5$	$[1 \ 1 \ 0 \ 0]$	$[0 \ 0 \ 0 \ 0]$

определяется как  $[C_3H_8 \ O_2 \ CO_2 \ H_2O]$ .



**Рис. 5.11: Время эволюции массовая доля видов на один шаг второго порядка Аррениуса скорость реакции конечно.**

Многоступенчатые Аррениуса реакций конечной скоростью также рассматриваются. Во-первых, мы считаем, двух-ступенчатый прямой реакции пропана:

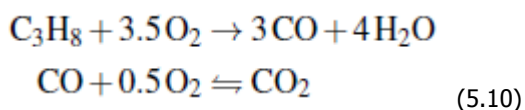


при следующих входных параметрах реакции:

Реакция	$v_a$	$E$ (кДж/кмоль)	$A$ (см <sup>3</sup> /моль/с)	$a_a$	$n_a$
5.9 a	$[-1 \ -3,5 \ 3 \ 4 \ 0]$	0	$5e2$	$[0,1 \ 1,65 \ 0 \ 0 \ 0]$	$[0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]$
5.9 b	$[0 \ -0,5 \ -1 \ 0 \ 1]$	0	$8e3$	$[0 \ 0,25 \ 1 \ 0,5 \ 0]$	$[0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]$

определяется как  $[C_3H_8 \ O_2 \ CO \ CO_2 \ H_2O]$ .

Виды эволюции для двухступенчатого 1,75 механизм порядок реакции показаны на Рисунке 5.12. Рассмотрим также двухступенчатый обратимой реакции пропана:



при следующих входных параметров реакции

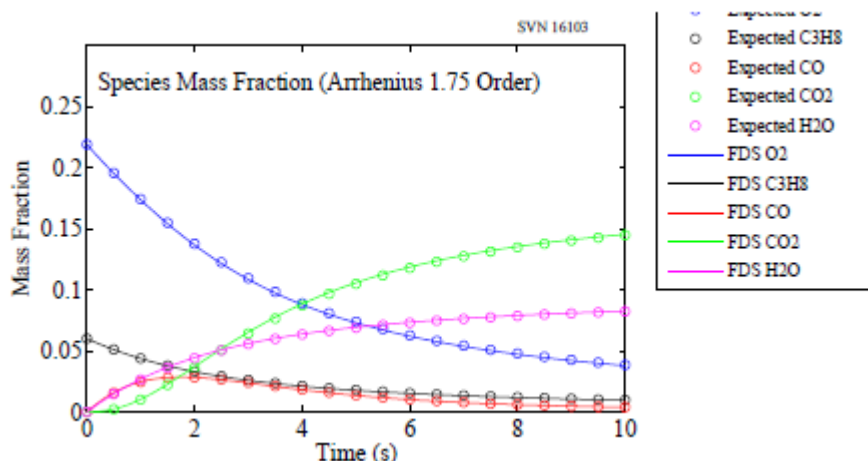


Реакция	$\nu_a$	E (кДж/кмоль)	A (см <sup>3</sup> /моль/с)	$a_a$	$n_a$
5.10 a	[-1 -3,5 3 4 0]	0	5e2	[0,1 1,65 0 0 0]	[0 0 0 0 0]
5.10 b	[0 -0,5 -1 0 1]	0	8e3	[0 0,25 1 0,5 0]	[0 0 0 0 0]
5.10 c	[0 0,5 1 0 -1]	0	4e-4	[0 0 0 0 1]	[0 0 0 0 0]

определяется как [C3H8 O2 CO CO2 H2O].

Уравнение (5.10) включает в себя разложение CO2 в CO и O2 в то время как только вперед двухступенчатый механизм, уравнение (5.9) не имеет. Этот обратный механизм реакции представлена тремя отдельными реакциями на REAC линии входного файла FDS как указано строках a, b и c в предыдущей таблице. Виды эволюций для 2 Шаг обратной реакции показаны на Рисунке 5.13. В шаг вперед CO (строка B в двух предыдущих таблиц), мы видим, что водяной пар способствует скорости реакции на основе ее локальную концентрацию хотя и не участвует в реакции.

Примечание: значения E и A используемые в этих примерах, не обязательно представитель химических реакций представлены. При использовании конечной скоростью химии консультации экспериментальных данных или литературу для соответствующих параметров реакции.



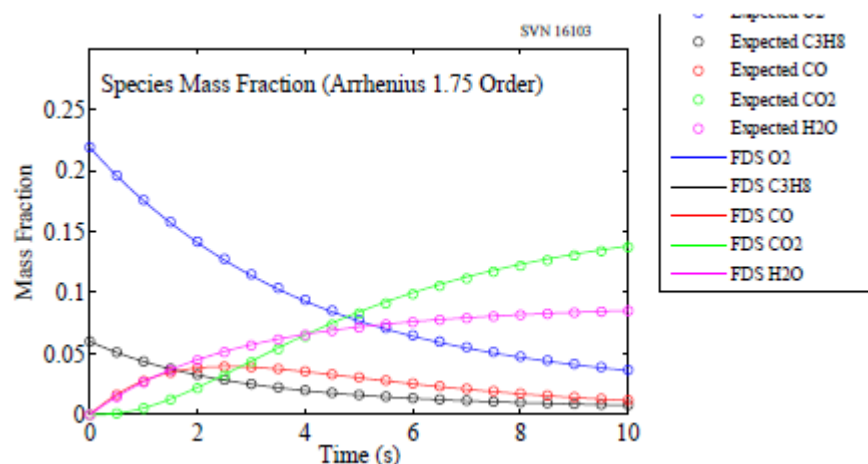
**Рис. 5.12: Время эволюции видов массовой доли для двухступенчатого Аррениуса реакций конечной скорости пропана.**

Для пары проверки массовой доли видов, отсек температуры и давления отсека, проблема равновесия например была установка. В этом случае мы рассматриваем запечатанную коробку заполнены стехиометрической смеси топлива, кислорода и азота. Двухступенчатый механизм обратимой реакции, уравнение (5.10), используется для привода FDS моделирования. Начальная температура установлена на 350\_C для обеспечения реакция происходит своевременно. Скорость реакции параметры в таблице основаны от значений в литературе Вестбрук и Драер [71].

Реакция	$\nu_a$	E (кДж/кмоль)	A (см <sup>3</sup> /моль/с)	$a_a$	$n_a$
5.10 a	[-1 -3,5 3 4 0]	125520	1,5e12	[0,1 1,65 0 0 0]	[0 0 0 0 0]
5.10 b	[0 -0,5 -1 0 1]	167360	3,4e13	[0 0,25 1 0,5 0]	[0 0 0 0 0]
5.10 c	[0 0,5 1 0 -1]	167360	8e8	[0 0 0 0 1]	[0 0 0 0 0]

определяется как [C3H8 O2 CO CO2 H2O].

Равновесные значения определялись с использованием химического NASA Равновесие с кодом приложений (CEA) [72]. Постоянным объеме, постоянном внутреннем расчета равновесной энергии была выполнена, где равновесные значения были найдены путем минимизации энергии Гельмгольца.



**Рис. 5.13: Время эволюции видов массовой доли для двухступенчатого обратимой Аррениуса конечной скорости реакции пропана.**

Равновесие видов были ограничены C3H8, O2, CO, H2O и CO2; того же вида отслеживается в FDS моделирования.

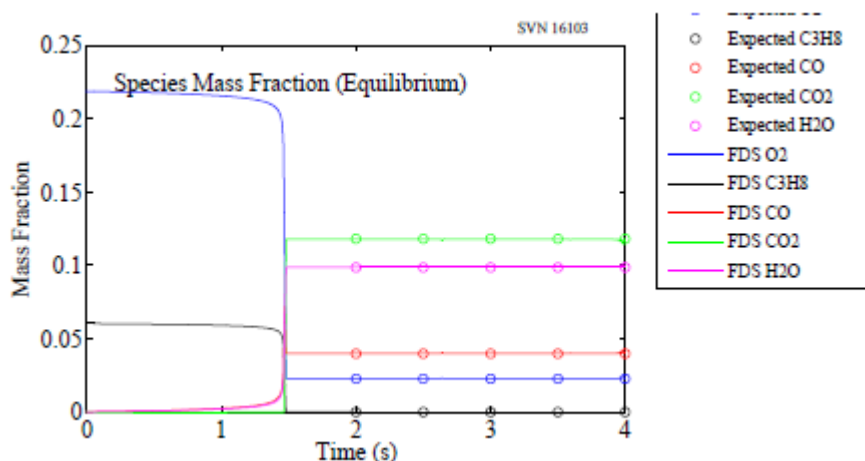


Рис. 5.14: Время эволюции видов массовой доли для двухступенчатого Аррениуса конечной скорости реакции по сравнению с равновесные значения.

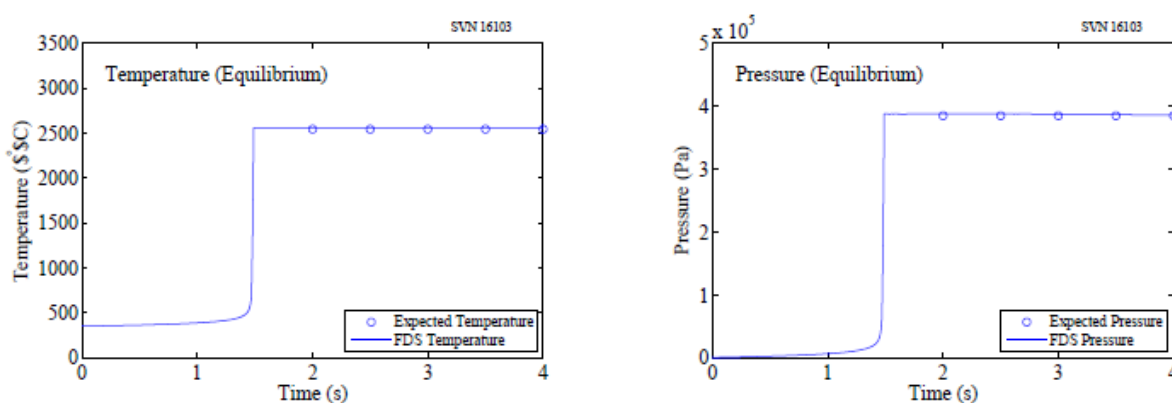
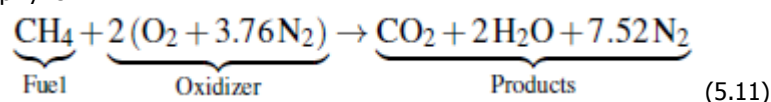


Рис. 5.15: Время эволюции температуры (слева) и давлении (справа) для двухступенчатого Аррениуса конечной скорости пропан реакций в сравнении с равновесные значения.

### 5.3 Смесь Фракция (burke\_schumann)

Для простого одностадийного реакции виде  $F + O/P$ , существует дополнительный выходной величины называют смесь фракции. Чтобы проверить, что этот выход правильно реализована рассмотрим множество метано-воздушной смеси в испытательной камере, которые охватывают весь диапазон эквивалентности соотношении. Полном сгорании метана определяется по формуле:



Результаты моделирования по сравнению с состоянием отношений, которые выражают температуру и виды в зависимости от смеси фракции  $f$  [73]. Для топлива богатых смесей ( $f_{\text{stoic}} < f \leq 1$ ), ожидаемый фракций массовых видов являются:

$$Y_F = \frac{f - f_{\text{stoic}}}{1 - f_{\text{stoic}}} \quad (5.12)$$

$$Y_O = 0 \quad (5.13)$$

$$Y_P = \frac{1 - f}{1 - f_{\text{stoic}}} \quad (5.14)$$

Для топлива бедных смесей ( $0 \leq f < f_{\text{stoic}}$ ):

$$Y_F = 0 \quad (5.15)$$

$$Y_O = 1 - \frac{f}{f_{\text{stoic}}} \quad (5.16)$$

$$Y_P = \frac{f}{f_{\text{stoic}}} \quad (5.17)$$

Рис. 5.16 показывает, что фракции предсказан окончательного топлива, окислителя и массы продукта подчиняются идеальным отношениям государства. Государство соотношение для температуры определяется по формуле:

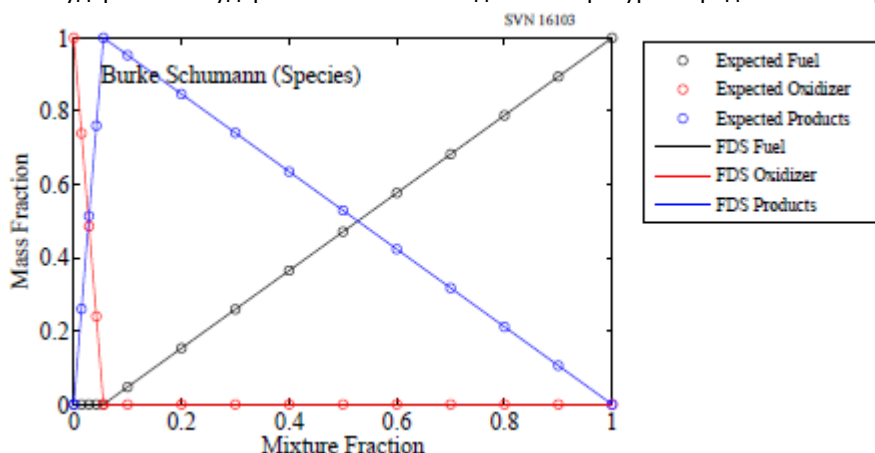


Рис. 5.16: Сосредоточенными видов массовых долей в зависимости от смеси фракции.

$$T = T_{O,I} + (T_{F,I} - T_{O,I})f + (f - Y_F(f)) \frac{\Delta h_c}{c_v} \quad (5.18)$$

где индекс I относится к впускному состоянию. Удельной теплоемкости,  $c_p$ , для каждого вида установлен в 1 кДж/(кг\_К) как и при анализе по очереди [73]. Энтальпия образования каждого из видов, за исключением топлива устанавливается на ноль, так что теплота сгорания реакции равна теплоте образования топлива. Для получения истинного адиабатических условиях в FDS, эти случаи были проведены внутри постоянного объема реактора, так что уравнение (5.18) основан на  $c_v$ , а не  $c_p$ . Мы используем следующее соотношение  $c_v = c_p - R = W$  для определения  $c_v$ . Молекулярная масса видов не предполагается однородным, таким образом, средняя молекулярная масса и резюме меняться со смесью фракции. В результате, традиционные линейный профиль температуры не ожидается.

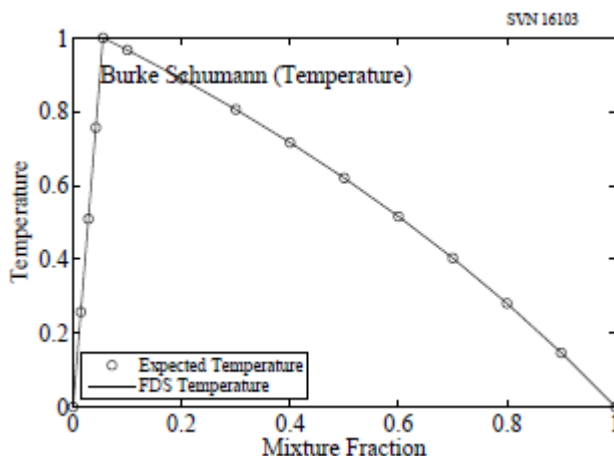
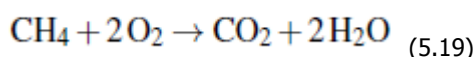


Рис. 5.17: Безразмерная температура как функция фракции смеси.

#### 5.4 Модель угасания (затухания)

Нынешняя модель затухания, используемая в FDS, основана на концепции критической температуры пламени [74]. В любой вычислительной клетке, полный расход предельного реагент должен производить достаточно энергии для повышения температуры ячейки выше критической температуры пламени. В этом подходе критическая температура пламени адиабатической температуры пламени на нижний предел воспламеняемости этой конкретной топливе. Если критическая температура пламени не указано, значение по умолчанию составляет 1600 K.

Здесь мы рассмотрим 10 \_ 10 массив случаев: различной начальной температурой от 300 K до 1875 K и исходного топлива (метана) массовая доля от 0,05 до 0,95. Окислителем является воздух, который принимается равным 23% кислорода и 77% азота по массе. Простой одношаговый метан реакции используется для управления сгорания:



На основе сочетания концентрации кислорода, метана и температурой каждый случай может либо поддерживать горение в течение ограниченного периода времени или нет (Рис. 5.18). При тех же начальных условиях, FDS прогнозы на жжение или исчезновения (закрашенные символы) падают одинаково на ожидаемые результаты (открытые символы).

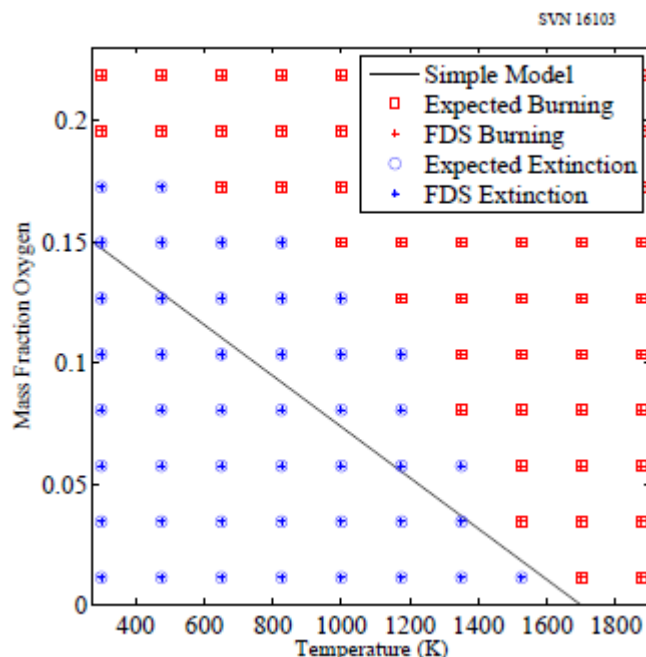


Рис. 5.18: Массив начальных температур и концентраций кислорода, который может поддерживать горение.

Этот пример также иллюстрирует, что для этих начальных условий, разграничение между горением и исчезновением не является линейным как простая модель предполагает. Более подробную информацию о вымирании модель, которая использует критическую температуру пламени и местные изменения энтальпии, можно найти в техническом руководстве [60].

### 5.5 Идеальные и неидеальные теплоты сгорания (затухания)

При использовании не-предопределенных топлива, можно иметь теплоту сгорания данные, представляющие полное сгорание, но видовое выход данных, представляющих типичные условия больших масштабах. При использовании простого химии, входные ключевое слово = IDEAL. TRUE. на REAC линия будет иметь FDS снижения теплоты сгорания для учета любых незначительных продуктов сгорания (например, CO и H<sub>2</sub>O). Это делается путем удаления энергии из теплоты сгорания для учета углерода, который идет в CO и сажи, а не CO<sub>2</sub> и водород, который идет в саже, а не H<sub>2</sub>O. Пользовательских топлива (метан) определяется с CO и сажи выход 0,1, теплота сгорания 50000 кДж/кг и 40 кВт пожара. Два входных файлов создаются, одно с HEAT\_OF\_COMBUSTION определены с IDEAL=.TRUE., а второй с IDEAL=.FALSE.. В примере IDEAL=.FALSE. когда теплота сгорания не регулируется мы ожидаем, что расход топлива по массе от 0,0008 кг/(м<sup>2</sup>\_с). С теплотой сгорания регулируется мы ожидаем, что более высокий массовый расход топлива в 0.000877 кг/(м<sup>2</sup>\_с), как показано на Рис. 5.19.

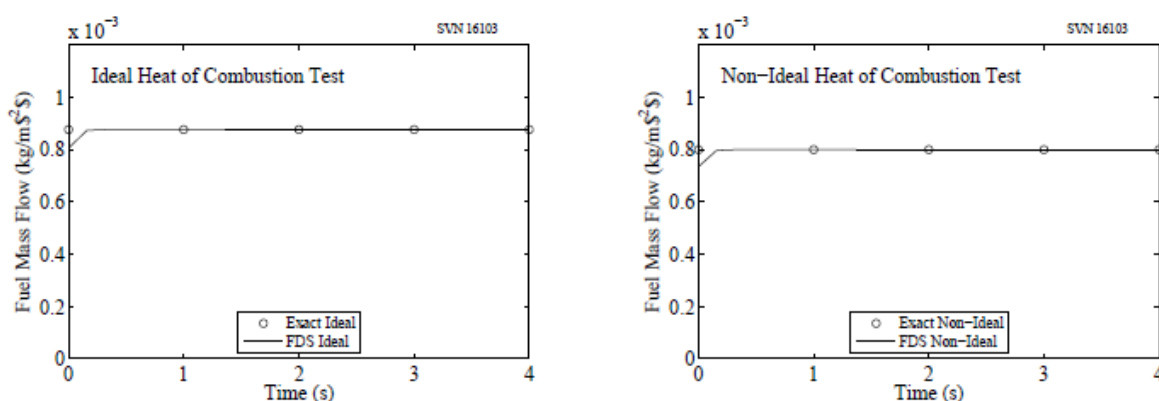


Рис. 5.19: Демонстрация правильной приспособиться к теплоте сгорания за незначительные продуктов горения.

### 5.6 Дробное эффективную дозу (FED) и дробными концентрации раздражает (FIC) (FED\_FIC)

Дробное эффективный показатель Доза (FED), разработанный Пурсер [75], является широко используемым показателем человеческого неадекватности из-за сгорания газа. Значение FED рассчитывается так же

$$FED_{tot} = (FED_{CO} + FED_{CN} + FED_{NO_x} + FED_{iir}) \times HV_{CO_2} + FED_{O_2} \quad (5.20)$$

Фракция инкапситурующей дозы CO рассчитывается так же

$$FED_{CO} = \int_0^t 2.764 \times 10^{-5} (C_{CO}(t))^{1.036} dt \quad (5.21)$$

где  $t$  время (минуты), и  $CCO$  является концентрация  $CO$  (ppm). Фракцию инкапситурующей доза  $CN$  рассчитывается так же

$$FED_{CN} = \int_0^t \left( \frac{\exp\left(\frac{C_{CN}(t)}{43}\right)}{220} - 0.0045 \right) dt \quad (5.22)$$

где  $t$  время (минуты), и  $CCN$  концентрации (м.д.) из  $HCN$  с поправкой на защитный эффект  $NO_2$ .  $CCN$  рассчитывается так

$$C_{CN} = C_{HCN} - C_{NO_2} \quad (5.23)$$

Фракцию инкапситурующей доза  $NO_x$  рассчитывается так

$$FED_{NO_x} = \int_0^t \frac{C_{NO_x}(t)}{1500} dt \quad (5.24)$$

где  $t$  время (минуты), и  $CNO_x$  является сумма  $NO$  и  $NO_2$  (ppm). Дробное летальная доза (FLD) раздражителей рассчитывается так

$$FLD_{int} = \int_0^t \left( \frac{C_{HCl}(t)}{F_{FLD,HCl}} + \frac{C_{HBr}(t)}{F_{FLD,HBr}} + \frac{C_{HF}(t)}{F_{FLD,HF}} + \frac{C_{SO_2}(t)}{F_{FLD,SO_2}} + \frac{C_{NO_2}(t)}{F_{FLD,NO_2}} + \frac{C_{C_3H_4O}(t)}{F_{FLD,C_3H_4O}} + \frac{C_{CH_2O}(t)}{F_{FLD,CH_2O}} \right) dt \quad (5.25)$$

где  $t$  время (минуты), числитель моментальных концентраций (ppm) каждого раздражитель, а знаменатель являются дозы облучения соответствующих раздражителей, которая по прогнозам будет смертельным для половины населения. Летальные дозы облучения [75], приведены в таблице ниже.

	HCl	HBr	HF	SO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>4</sub> O	CH <sub>2</sub> O
$F_{FLD}$ (ppm x min)	114000	114000	87000	12000	1900	4500	22500
$F_{FIC}$ (ppm)	900	900	900	120	350	20	30

Фракция инкапситурующей доза низкий гипоксии  $O_2$  рассчитывается так

$$FED_{O_2} = \int_0^t \frac{dt}{\exp[8.13 - 0.54(20.9 - C_{O_2}(t))]} \quad (5.26)$$

где  $t$  время (минуты), и  $CO_2$  является концентрация  $O_2$  (объемных процентов). Гипервентиляция фактор индуцированного углекислого газа рассчитывается так

$$HV_{CO_2} = \frac{\exp(0.1930 C_{CO_2}(t) + 2.0004)}{7.1} \quad (5.27)$$

где  $t$  время (минуты), и  $CCO_2$  является концентрацию  $CO_2$  (в процентах).

Дробное концентрации раздражает (FIC), т.е. разработанные Пурсер [75], который представляет собой токсический эффект зависит от немедленного концентрации раздражителей. Общая концентрация FIC раздражающих рассчитывается так

$$FIC_{int} = \frac{C_{HCl}(t)}{F_{FIC,HCl}} + \frac{C_{HBr}(t)}{F_{FIC,HBr}} + \frac{C_{HF}(t)}{F_{FIC,HF}} + \frac{C_{SO_2}(t)}{F_{FIC,SO_2}} + \frac{C_{NO_2}(t)}{F_{FIC,NO_2}} + \frac{C_{C_3H_4O}(t)}{F_{FIC,C_3H_4O}} + \frac{C_{CH_2O}(t)}{F_{FIC,CH_2O}} \quad (5.28)$$

где числитель являются мгновенной концентрации каждого раздражитель, а в знаменателе -концентрации соответствующих раздражителей ожидать, вызовет работоспособности в половину населения. Нейтрализующих концентрации [75], приведены в таблице выше.

FED и FIC значения были рассчитаны на основе указанных постоянных концентраций газов в течение четырех случаев использования внешнего скрипта. Концентрации газов, перечислены в таблице ниже. Концентрации в промилле ppm.

ID примера	O <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> , CO	Удушающие вещества	Раздражители	Все газы
O <sub>2</sub>	97727	90218	209000	103055
CO <sub>2</sub>	343066	19189	0	7463
CO	3242	2456	0	1660
NO	0	134,9	0	89,34
NO <sub>2</sub>	0	0	1,139	0,569
HCN	0	265,3	0	204,0
HCl	0	0	68,33	34,17
HBr	0	0	68,33	34,17
HF	0	0	52,15	26,07
SO <sub>2</sub>	0	0	7,193	3,596

$C_3H_4O$	0	0	2,697	1,349
$CH_2O$	0	0	13,49	6,743

Две версии моделирования выполняются. В первой модели, виды были определены как виды отслеживаемых человека. Прогнозы FDS и ожидаемые значения FED и FIC сравниваются на рисунках ниже. Во втором моделирование, каждый вид, который определен как сосредоточенными видов, являющийся частью смеси с использованием SMIX. Четыре различных смесей были определены. Результаты данного теста показаны на Рис. 5.21.

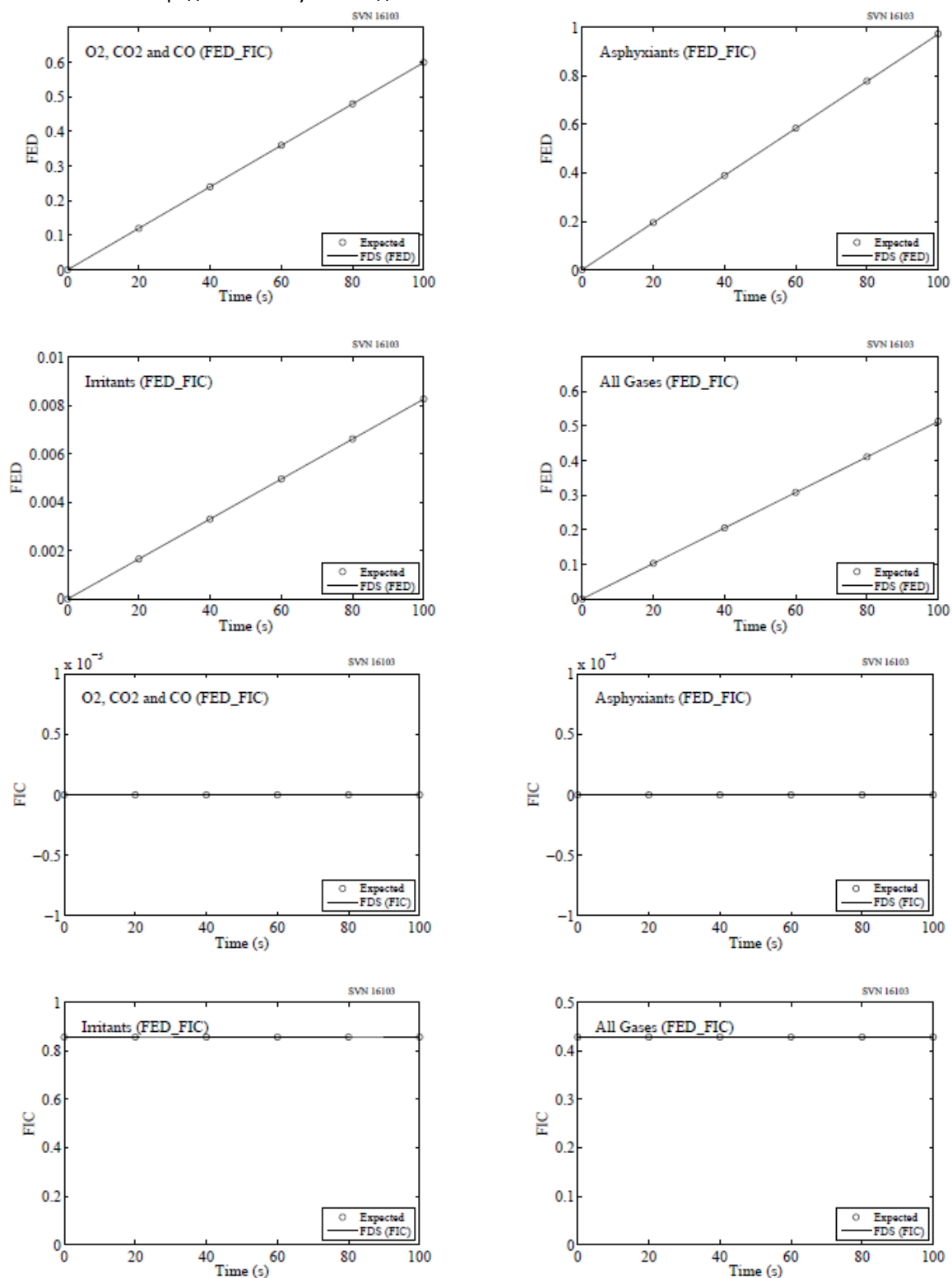


Рис. 5.20: Сравнение FED и FIC предсказаний с ожидаемыми значениями.



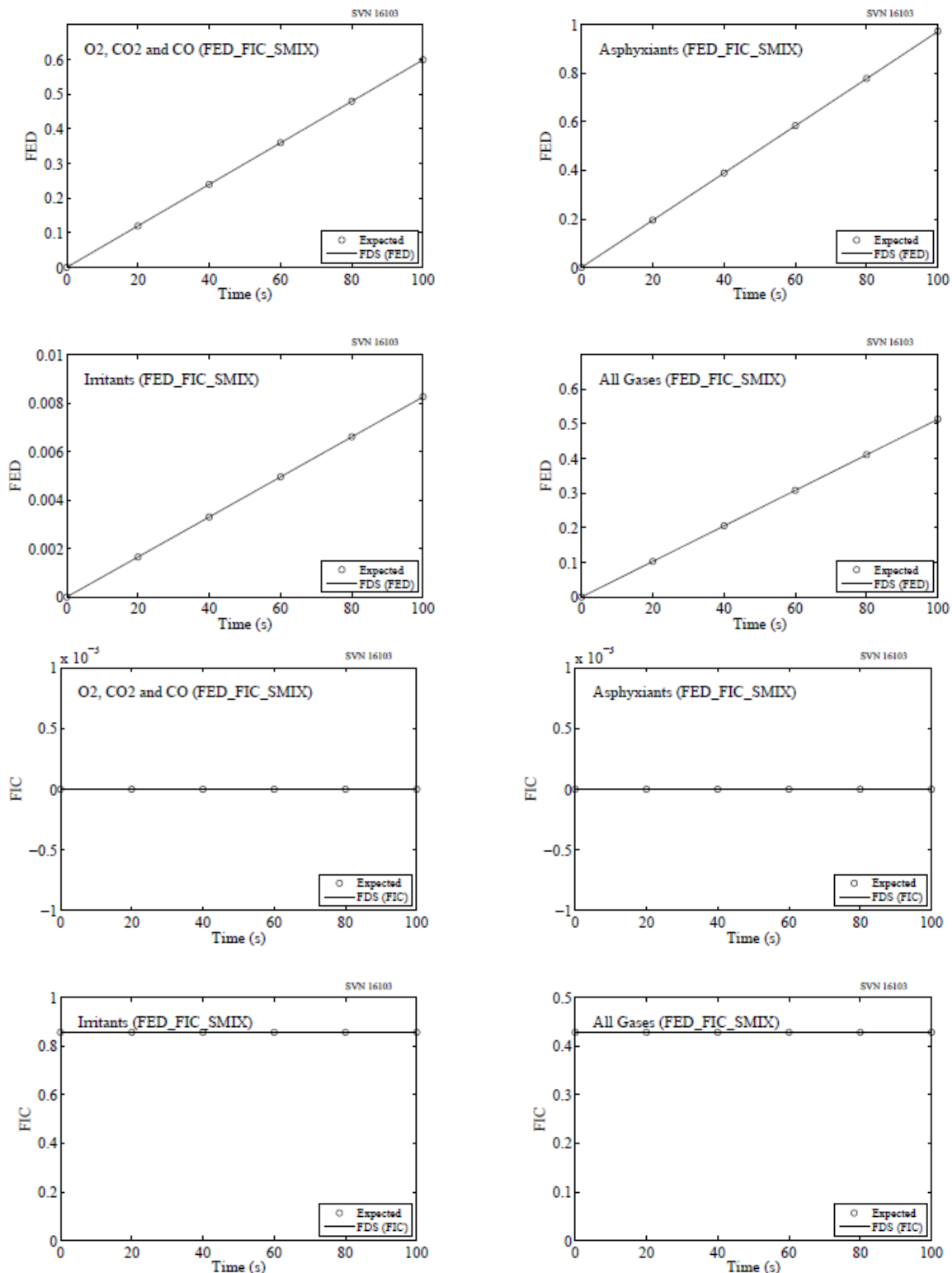


Рис. 5.21: Сравнение FED и FIC предсказаний с использованием ожидаемых значений SMIX.

## 5.7 Модель детектора дыма (smoke\_detector)

Расчеты, описанные в этом разделе проверяют алгоритм вычисляет детектор дыма сделал задымления в сенсорной камере детектора. В данном примере начальная массовая доля сажи в коробке 1м3 задана как 100 мг/кг через строку INIT. Вентиляционное отверстие на левой стороне впрыскивает сажи со скоростью 0,25 м/с и массовой доли 100 мг/кг, а сажа выходит на правой стороне коробки через открытый вентиль. По умолчанию, если видов определяется как в аэрозольной установкой AEROSOL = .TRUE. в строке SPEC, то все механизмы осаждения аэрозоля (гравитационные, термофоретические, и турбулентные) будут действовать в соответствии с этого вида. Для этого, например, все механизмы осаждения отключить с помощью входов в строке MISC следующим образом:

```
&MISC GRAVITATIONAL_DEPOSITION = .FALSE.
THERMOPHORETIC_DEPOSITION = .FALSE.
TURBULENT_DEPOSITION = .FALSE. /
```

Переходная массовая доля дыма в измерительной камере детектора  $Y_c$  является представлена как [60]

$$\frac{dY_c}{dt} = \frac{Y_e(t) - Y_c(t)}{L/u} \quad (5.29)$$

где  $Y_e$  является массовая доля дыма в свободном потоке (кг/кг),  $L$  является характерной длиной геометрии детектора (м) и  $u$  является скорость свободного потока (м/с). Для постоянной массовой доли дыма в свободном потоке  $Y_0$ , уравнение 5:29 имеет аналитическое решение вида

$$Y_c(t) = Y_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{tu}{L}\right) \right] \quad (5.30)$$

Полученную фракцию массы дыма в камере зондирования преобразуется в затемнение, чтобы по

$$O[\%/m] = \left( 1 - e^{-\kappa p Y_c l} \right) \times 100 \quad (5.31)$$

где  $\kappa$  это конкретный коэффициент экстинкции,  $\rho$  плотность внешнего газов в потолке струи, а  $l$  является предпочтительным единицу длины (1м в данном случае). Рисунок 5:22 показывает сравнение аналитических и результаты моделирования за время эволюции камеры детектора задымления.

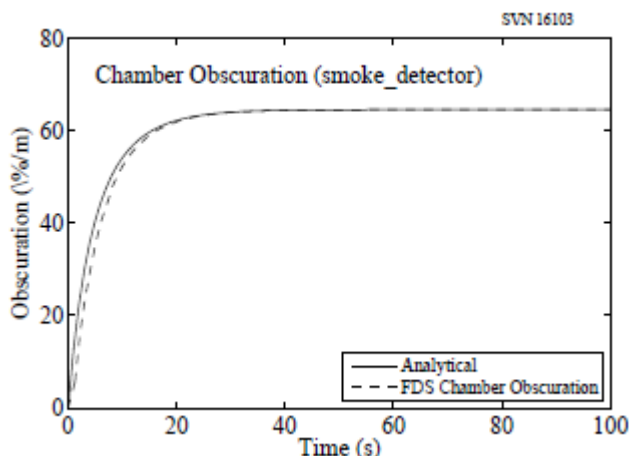


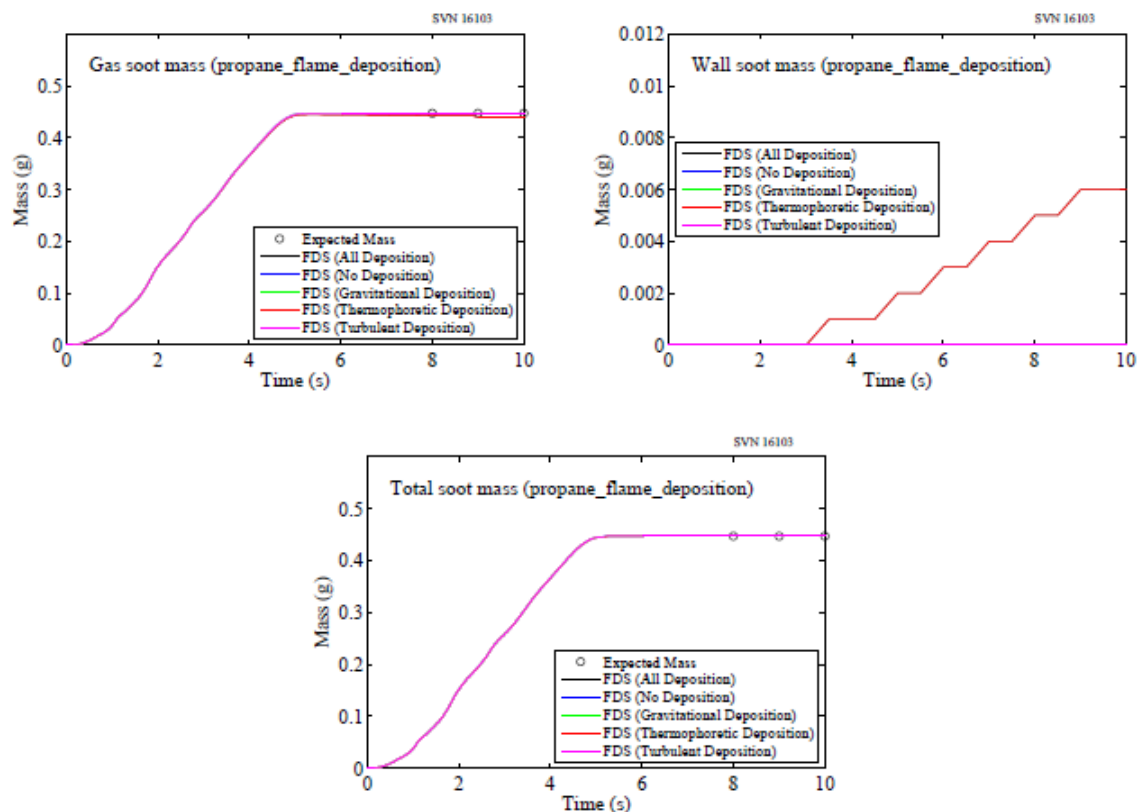
Рис. 5.22: Время эволюции затемнение камеры детектор дыма для примера smoke\_detector

## 5.8 Осаждение аэрозолей

### 5.8.1 Поверхность осаждения аэрозольных (propane\_flame\_deposition)

Расчеты, описанные в этом разделе проверить сохранения массы для аэрозолей алгоритмы осаждения. Например включает реакцию сделал вызывает осаждение аэрозолей в модели FDS (т.е. отложение сажи). Для этого примера, топливо будет пропана с пиком скорость тепловыделения 100 кВт и 5% сажи выходом. Для 100 кВт пропана огня (EAT\_OF\_COMBUSTION из 44,715 кДж/кг), данную скорость горения 2,236 г/с. RAMP используется для определения скорости горения от пропановой горелки сделали пандусы линейно до 2,236 г / с от 0 до 1 с, остается на прежнем уровне 2,236 г / с от 1 с до 4 с, затем линейно уменьшается до 0 г / с от 4 с до 5 с общей массой топлива 8944 г пропана освобождены. Поэтому свойства конечного массу сажи должна быть равна 0,447 г или 5 % от общего количества топлива. Для случая, не аэрозоль осаждения, можно ожидать массу сажи в газовой фазе, равной 0,447 г. Для случая с аэрозолем осаждения, можно ожидать некоторую часть сажи существовать в газовой фазе, а остальные сажи на хранение на стене. Сумма сажи в газовой фазе и сажи должна быть переведена 0,447 г.

Рис. 5:23 показывает время эволюции сажи в газовой фазе, депонированные сажи, копоти и итого (сумма сажи в газовой фазе и сажу) в течение пяти случаях. Пяти случаях: (1) все активные механизмы осаждения аэрозолей, (2) без активных механизмов осаждения аэрозолей, (3) гравитационного осаждения только, (4) термофоретическая осаждения только, и (5) турбулентного осаждения только.



**Рис. 5:23: Время эволюции сажи компонентов массы для propane\_flame\_deposition случаях. (Вверху слева) Масса сажи в газовой фазе. (Вверху справа) Масса сажи откладываются на стенах. (Внизу) Общая масса сажи в газовой фазе и откладываются на стенах.**

### 5.8.2 Гравитационное оседание аэрозоля (soot\_gravitational\_settling)

Расчеты, описанные в этом разделе проверить сохранения массы для гравитационного осаждения алгоритма. Гравитационное осаждение Алгоритм включает в себя как осаждение частиц сажи в газовой фазе и накопления сажи на конденсированной фазе. В этом примере начальная концентрация сажи в коробке 1 м3 устанавливается как 100 мг/м3 через INIT линии и нагара на дне коробки с помощью гравитационного осаждения только. По умолчанию, если видов определяется как в аэрозольной установкой AEROSOL = .TRUE. SPEC на линии, то все механизмы осаждения аэрозоля (гравитационное, термофоретическая, и турбулентные) будет действовать в соответствии с этого вида. Для этого, например, гравитационным осаждением включена и другие механизмы осаждения отключены с помощью следующей следующие входы на линии MISC:

```
&MISC GRAVITATIONAL_DEPOSITION = .TRUE.
THERMOPHORETIC_DEPOSITION = .FALSE.
TURBULENT_DEPOSITION = .FALSE. /
```

В этом примере начальное газофазной концентрации сажи указано, и единственный активный механизм осаждения (например, сажа термин удаление) гравитационное осаждение. Простую установку HVAC (один подающий и один вытяжной вентиляции vent) используют для перемешивания воздуха и создания хорошо смешанных условиях. Переходный газофазных концентрации сажи для хорошо перемешанных отсек может быть представлена в виде

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{A}{V}(u_g C) \quad (5.32)$$

где C- концентрация сажи (мг/м3) = V является отношение площади поверхности к объему (1 / м), и мкг гравитационное осаждение скорость (м/с). Уравнение 5:32 имеет аналитическое решение для динамической газовой фазе концентрации сажи вида

$$C(t) = C_0 \exp \left[ -\frac{A}{V}(u_g t) \right] \quad (5.33)$$

где C0 является начальным газовой фазе концентрации сажи (100 мг/м3). В этом примере, соответствующем площадь поверхности области нижней поверхности, где сажи, Мальтусу и площади поверхности к объему (= V) равна 1,1/м. Для частицы сажи с диаметром 1 мм, скорость гравитационного осаждения равна 6.3477\_10 □ 5 м/с. Основные уравнения для гравитационного скорости осаждения обсуждаются более подробно в FDS Технический справочник [28]. Рисунок 5:24 показывает сравнение аналитических и результаты моделирования за время эволюции в газовой фазе концентрации сажи.

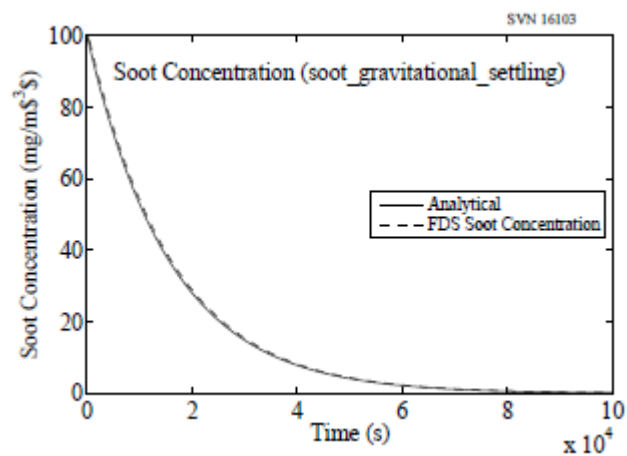


Рис. 5:24: Время эволюции концентрации сажи массы для soot\_gravitational\_settling случае.

## ГЛАВА 6. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В этой главе содержатся примеры, проверить одномерной теплопроводности решателя в FDS. Одномерного уравнения теплопроводности для твердой фазы температуры  $T_s(x, t)$  применяется в направлении  $x$  указывая на твердое вещество (в точке  $x = 0$  представляет поверхность)

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + \dot{q}_s''' \quad (6.1)$$

В цилиндрических и сферических координатах уравнение теплопроводности написано

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \dot{q}_s''' \quad ; \quad \rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \dot{q}_s''' \quad (6.2)$$

FDS предлагает пользователю этих вариантов, с предположением, что препятствие на самом деле не прямолинейное, а цилиндрическую или сферическую форму. Эта опция полезна при описании поведения малых, сложных «мишеней», как кабели и устройства обнаружения тепла.

### 6.1 Теплопроводность через твердые плиты (heat\_conduction)

Аналитические растворы переходных, одномерной теплопроводности через слой можно найти в работах [76], [77]. Четыре дела рассматриваются здесь. В каждой из плит толщиной  $L = 0.1$  м выставлено на одно лицо, чтобы температура воздуха  $T_g = 120$  °C. Другие лица изолирован (адиабатическое). Конвективный теплообмен от газа к плите  $\dot{q}_{00} = h(T_g - T_s)$ , где  $h$  постоянна, а  $T_s$  температуры сляба лицо. Нет теплового излучения не включен.

Пример	k (Вт/м/К)	ρ (кг/м³)	c (кДж/кг/К)	h (Вт/м²/К)	Bi hL/k
A	0,1	100	1	100	100
B	0,1	100	1	10	10
C	1,0	1000	1	10	1
D	10,0	10000	1	10	0,1

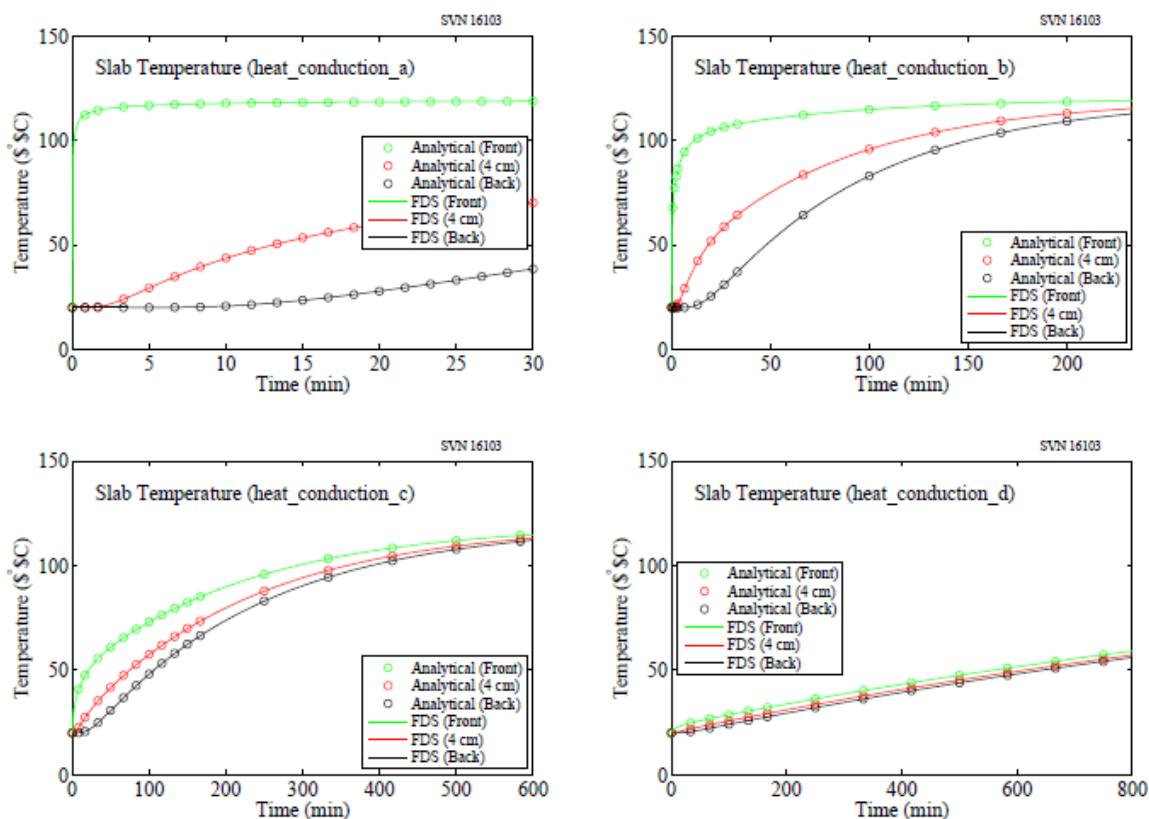


Рис. 6.1: Сравнение расчетов теплопроводности с аналитическими решениями.

### 6.2 Зависящие от температуры тепловые свойства (heat\_conduction\_kc)

Этот пример демонстрирует 1D теплопроводности в декартовой, цилиндрической и сферической геометрии с зависящими от температуры тепловые свойства. Декартовы раствор вычисляется с использованием отопления (версия 7.3), многомерный, конечно-разностные, общего назначения теплопередачи модели [78]. Цилиндрических и сферических решения были рассчитаны с использованием коммерческого конечно-элементного решателя ABAQUS.

Образец из однородного материала, первоначально при температуре 0 \_C и при T > 0 воздействию газа на 700 \_C. Фиксированный коэффициент теплопередачи 10 Вт/м<sup>2</sup>/К предполагается. Плотность материала составляет 10,000 кг/м<sup>3</sup>. Проводимости и теплоемкости являются функциями температуры со следующими значениями: K (0) = 0:10 Вт / м / К, K (200) = 0:20 Вт / м / К, C (0) = 1:00 кДж / кг / К, c (100) = 1:02 кДж / кг / К, c (200) = 1:00 кДж / кг / К. Толщина (радиус) образца составляет 0,01 метров. В декартовой случае заднюю поверхность материала подвергают воздействию газа при температуре 0 \_C. На рисунке ниже, светлые сплошные линии FDS результаты и темные линии HEATING результаты. Пример входных данных с цилиндрической геометрией выглядит следующим образом:

```
&MATL ID='MAT_1'
EMISSIVITY = 0.0
CONDUCTIVITY_RAMP='K_RAMP'
SPECIFIC_HEAT_RAMP = 'C_RAMP'
DENSITY=10000. /

&RAMP ID = 'K_RAMP' T=0, F= 0.10 /
&RAMP ID = 'K_RAMP' T=100, F= 0.15 /
&RAMP ID = 'K_RAMP' T=200, F= 0.20 /
&RAMP ID = 'C_RAMP' T=0, F= 1.00 /
&RAMP ID = 'C_RAMP' T=100, F= 1.20 /
&RAMP ID = 'C_RAMP' T=200, F= 1.00 /

&SURF ID='SLAB'
STRETCH_FACTOR = 1.0
GEOMETRY = 'CYLINDRICAL'
MATL_ID='MAT_1'
THICKNESS=0.01 /
```

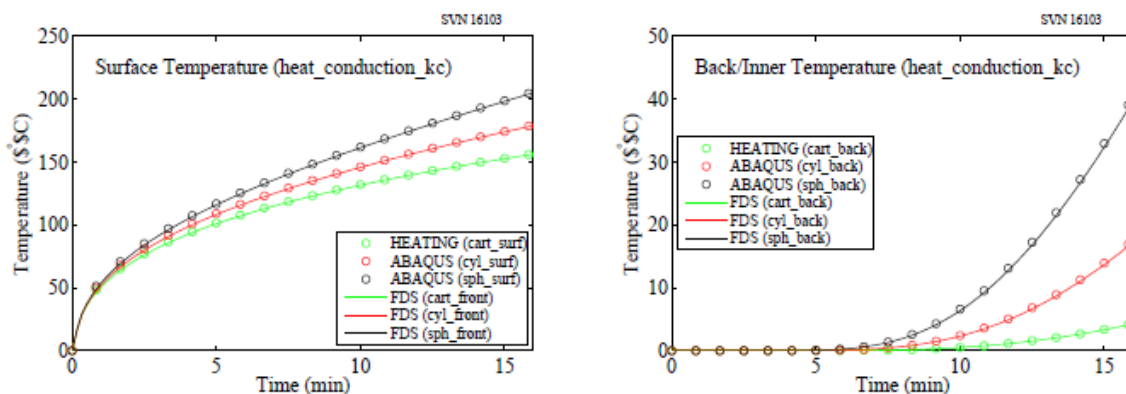


Рис. 6.2: Сравнение расчетов теплопроводности с конечно-элементной модели.

### 6.3 Конвекционное охлаждение (convective\_cooling)

В этом примере проверяется конвекционного охлаждения алгоритма. 1 м толстой сплошной плиты, которая изначально находится в точке 1000 \_C внезапно подвергается воздействию воздуха при 0 \_C. На обратной стороне плиты изолирован. Его плотность составляет 1000 кг/м<sup>3</sup>, ее теплоемкость 0,001 кДж / (кг\_K), его проводимость 1 Вт / (M\_k), а его излучения равна нулю, это означает, что нет потери излучения от поверхности. Конвективного коэффициента теплоотдачи составляет 1 Вт / (м<sup>2</sup>\_K). Предсказанными и точную температуру на задней стороне плиты показаны на Рис. 6.3.

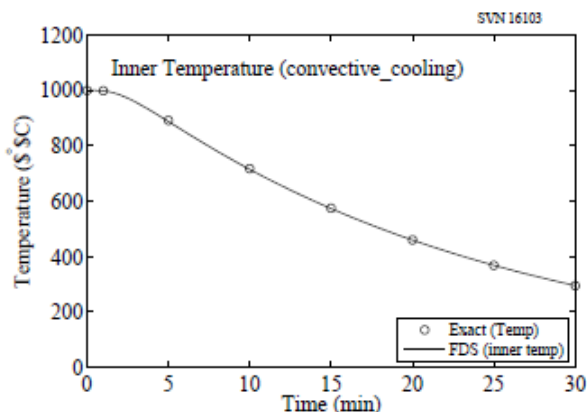


Рис. 6.3: Прогнозируемые против точных температур обратной стороне толстой пластинки охлаждается за счет конвекции в одиночку.



## 6.4 Простая модель термопары (термопары)

В этом примере проверяется простым термопары модель в FDS. Она состоит из коробки, стены которого и температуры газа зафиксированы на 500 °C. Внутри коробки находятся три термопары с шарик диаметром 1, 2 и 3 мм. Кроме того, в коробке три «мишени» - небольшие твердые объекты, поверхность которых, как предполагается, будет состоять из небольших сфер того же диаметра, что и термопара. Рисунок 6.4 сравнивает повышение температуры объектов. Термопары модели не по сравнению с аналитическими решениями. Это просто сравнение термически тонкого термопары расчета с термически толстых "target" расчета. Малые различия в температуре обусловлено несколько иной условия потока в различных регионах из коробки и численные ошибки из-за расстояния и размер узла временного шага.

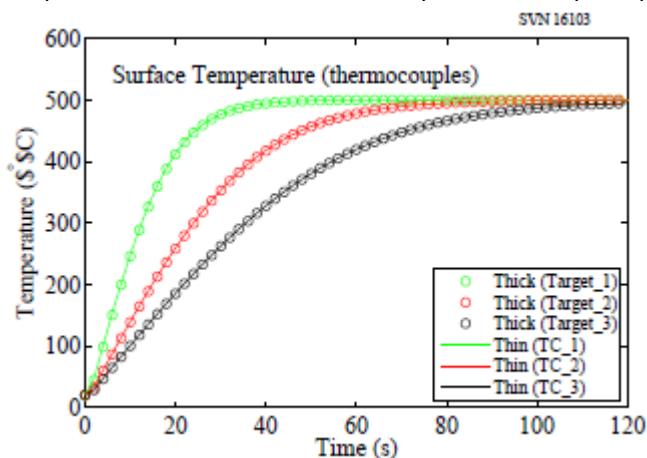


Рис. 6.4: Сравнение термически тонких и толстых теплопроводности в небольшой сфере.

## 6.5 Теплопроводность через изолированную сталь (insulated\_steel\_x)

В этих примерах 1 см толстой стальной пластины и трубы покрытием на каждой стороне с толщиной 2 см изоляционного материала. Проводимость, теплоемкость и плотность стали 50 Вт / м / К, 0,5 кДж / кг/К и 7500 кг/м3, соответственно. Соответствующие значения для изоляционных материалов составляют 0,2 Вт / м / К, 1 кДж / кг / К, и 200 кг/м3 соответственно. Коэффициент теплопередачи 10 Вт/м2/К Наружная поверхность композитного подвергается воздействию воздуха при 480 °C в то время как внутренняя поверхность подвергается воздействию воздуха при 20 °C. Сборки нагревали в течение 10 ч, а стационарные температурных профилей показаны на рис. 6.5. Пренебрегая тепловое излучения, тепловой поток через пластины имеет вид [70]:

$$\dot{q}'' = \frac{T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}}}{\frac{1}{h} + \frac{L_{\text{ins}}}{k_{\text{ins}}} + \frac{L_{\text{steel}}}{k_{\text{steel}}} + \frac{L_{\text{ins}}}{k_{\text{ins}}} + \frac{1}{h}} \quad (6.3)$$

где A представляет коэффициент теплопередачи, L толщина слоя, а k коэффициент теплопроводности материала слоя. Тепловой поток через внутреннюю поверхность трубы,  $\dot{q}_1$ , определяется по формуле:

$$\dot{q}'' = \frac{T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}}}{\frac{1}{h} + \frac{r_1}{k_{\text{ins}}} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{r_1}{k_{\text{steel}}} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{r_1}{k_{\text{ins}}} \ln \frac{r_4}{r_3} + \frac{r_1}{r_4} \frac{1}{h}} \quad (6.4)$$

где  $r_1$  это внутренний радиус внутреннего слоя изоляции,  $r_2$  является внутренним радиусом стали,  $r_3$  является внешним радиусом стали, и  $r_4$  является внешним радиус внешнего слоя изоляции. Тепловой потока через каждый слой то же самое, и стационарное решение может быть получено путем решения на падение температуры на каждом слое. Температурный градиент внутри каждого слоя композитной пластины является линейным. Для трубы, температурный профиль для каждого слоя:

$$T(r) = T_{s,i} + \frac{T_{s,i-1} - T_{s,i}}{\ln(r_{i-1}/r_i)} \ln \frac{r}{r_i} \quad i = 2, 3, 4 \quad (6.5)$$

где  $T_{s,i}$  температура поверхности соответствующей радиальной координаты с 1 по 4. Следует отметить, что положение символов на рис. 6,5 указывает умолчанию конечных разностей узлов твердое вещество. Также отметим, что пространственная координата относится к расстоянию от внешнего (горячий) поверхности изоляции.

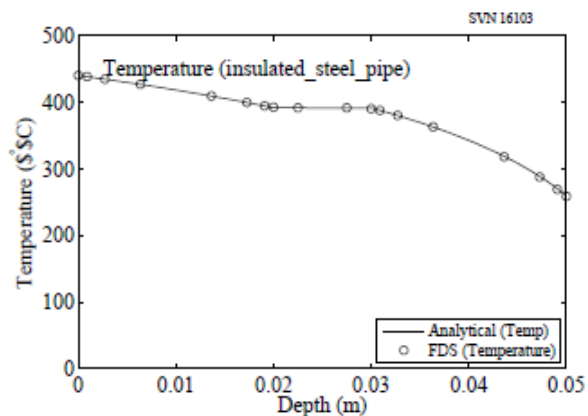
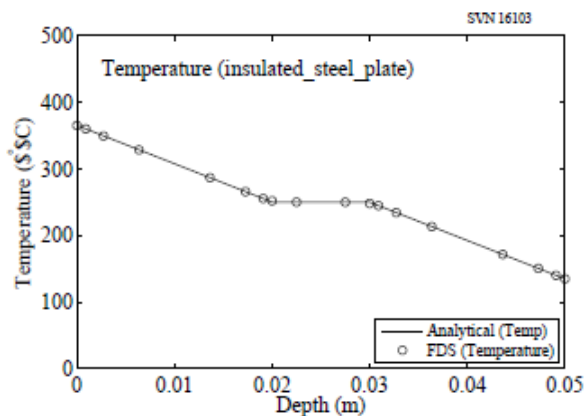


Рис. 6.5: Установившаяся температура профайлоизолированы стального листа и труб.

## ГЛАВА 7. ПИРОЛИЗ

В этой главе тестирует процедуры в FDS, которые рассчитывают термического разложения материалов. Твердые поверхности может состоять из нескольких слоев, и каждый слой может состоять из нескольких компонентов материала. Каждый материал компонент может пройти несколько конкурирующих реакций, и каждый из этих реакций может производить некоторые другие твердые компоненты (остаток), газообразного топлива и / или водяного пара.

### 7.1 Массовая сохранения пиролиза массы (surf\_mass\_conservation)

Расчеты, описанные в этом разделе, проверить сохранения массы получают пиролизом алгоритма. Параметры, описывающие геометрическую конфигурацию твердого вводятся через SURF линии, а реагирующих материалов описаны в соответствующих MATL линий. В ходе испытаний, четыре независимых вариантов моделирования разнообразны:

1. Строка SURF может быть связана либо с твердой поверхностью, назначенные VENT линии или твердыми частицами, как описано часть линии.
2. Геометрия SURF может быть либо ДЕКАРТОВОЙ, цилиндрической или сферической.
3. MATL может быть либо обугливание (ненулевое NU\_RESIDUE) или необугливание.
4. Пиролиза продукт может быть либо топливного газа определяется модель фракции смеси или дополнительных видов газов, определяемая SPEC линии.

В любом случае, толщина стенки (или радиус цилиндрической и сферической геометрий) составляет 0,01 метров. Материал плотность 360 кг/м<sup>3</sup> и выход газообразных продуктов для обугливание случаях составляет 0,5, то есть половину первоначальной массы. Для декартовой поверхностей, потеря массы на единицу площади составляет 1,8 кг/м<sup>2</sup> на обугливание и 3,6 кг/м<sup>2</sup> для не- обугливание материалов. Для цилиндрических поверхностей, объем на единицу площади поверхности  $r = 2$ , и, следовательно, потеря массы на единицу площади 360 (1:0:5)  $r = 2 = 0,9$  кг/м<sup>2</sup> на обугливание и 1,8 кг/м<sup>2</sup> для не- обугливание материалами. Для сферических поверхностей, объем на единицу площади поверхности  $r = 3$ , и, следовательно, потеря массы на единицу площади 360 (1:0:5)  $r = 3 = 0,6$  кг/м<sup>2</sup> на обугливание и 1,2 кг/м<sup>2</sup> для не- обугливание материалами. На цифрами найти на следующих страницах, вычисленные результаты обозначены следующим образом:

**Ожидаемые** указывает на общую массу, которая пиролизу в конце моделирования.

**Газообразные** указывает на мгновенное значение концентрации пиролизу масса интегрировании по объему расчетной области. Следует постепенно увеличивать от нуля до ожидаемого значения.

**Твердые** указывает на мгновенное значение плотности твердой поверхности, усредненная по всей площади поверхности. Для обугливание материалов она должна уменьшиться от начального значения (дважды конечное значение), в финал ожидаемого значения. Для не- обугливание материалов, она должна снизиться с ожидаемого значения до нуля.

**Топливный газ** это общая скорость горения интегрированная с течением времени. Она должна возрасти от нуля до ожидаемого значения.

#### 7.1.1 Пиролиз при твердой поверхности

Аналитический потери массы рассчитываются путем умножения массы на единицу площади по площади выпускного отверстия, который во всех случаях есть 1 м<sup>2</sup>. Ожидалось, и результаты расчетов для обугливания материала сравниваются на рис. 7.1. Ожидалось, и результаты расчетов для необугливание материала, приводятся на Рис. 7.2.

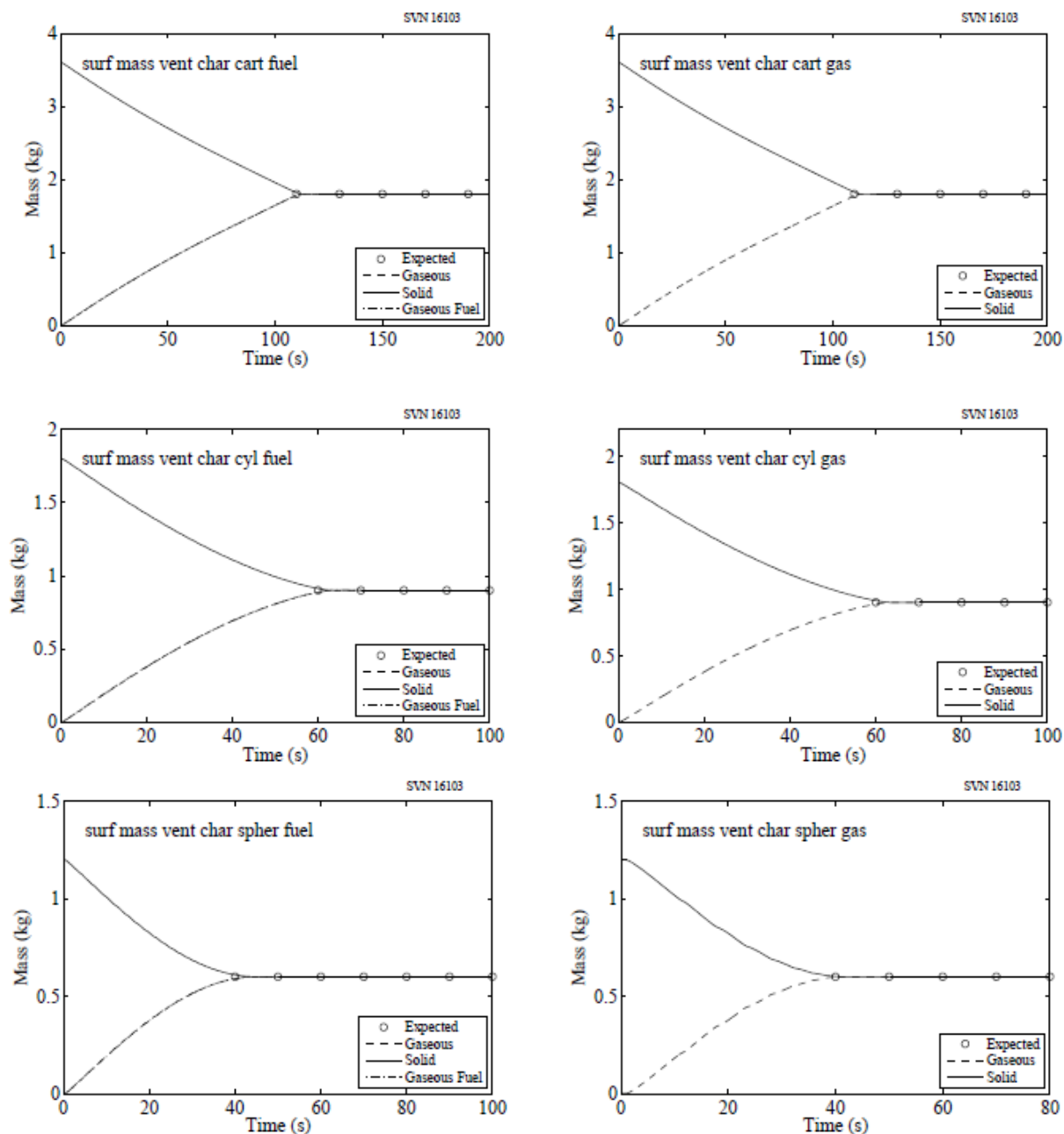
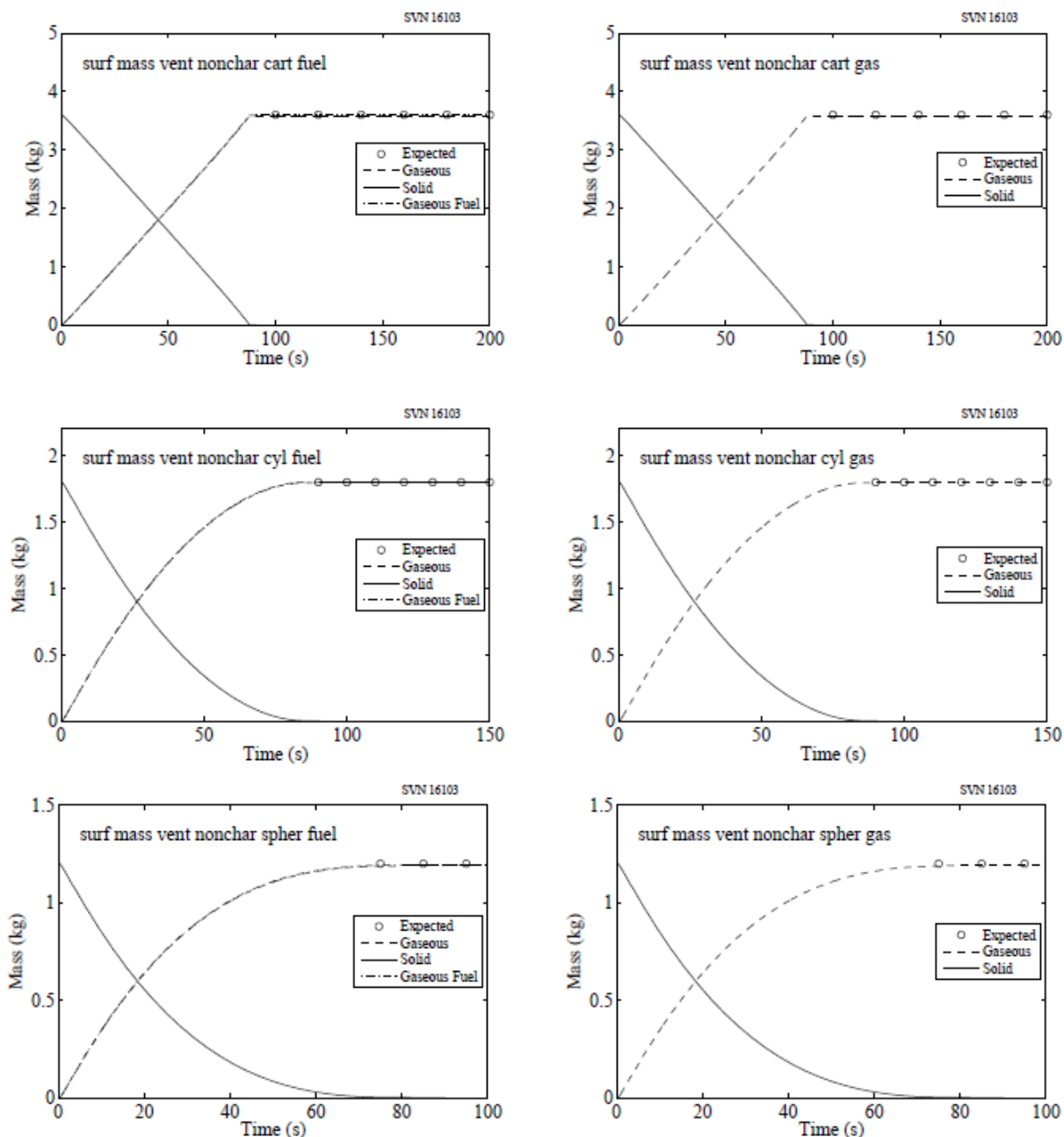


Рис. 7.1: Сравнение аналитических и предсказанных изменений массы для обугливания поверхности, которые вводятся как вентиляционные отверстия VENT.

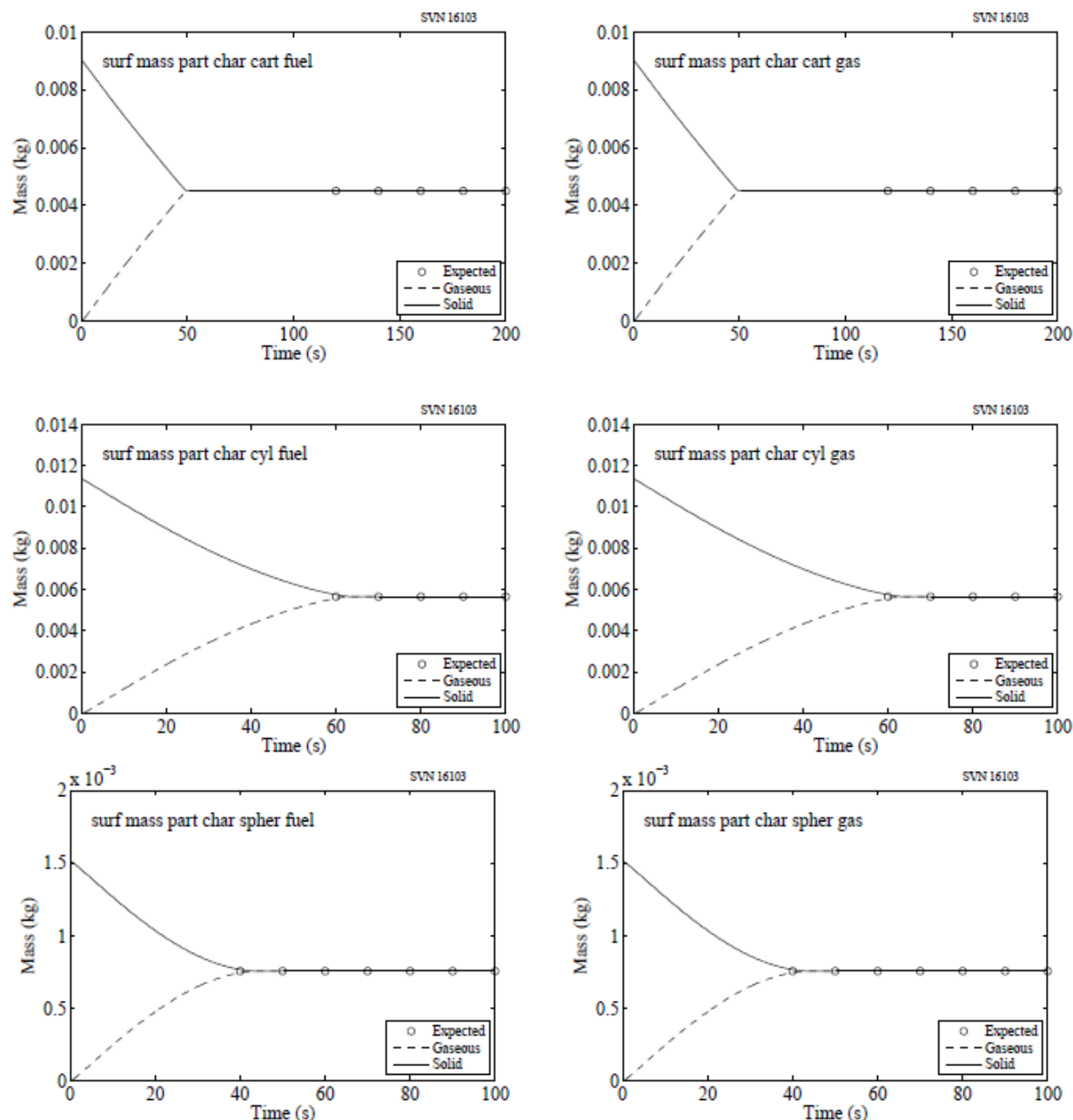


**Рис. 7.2: Сравнение аналитических и предсказанных изменений массы для не-обугливания поверхности, которые вводятся как вентиляционные отверстия VENT.**

### 7.1.2 Пиролиз дискретных частиц

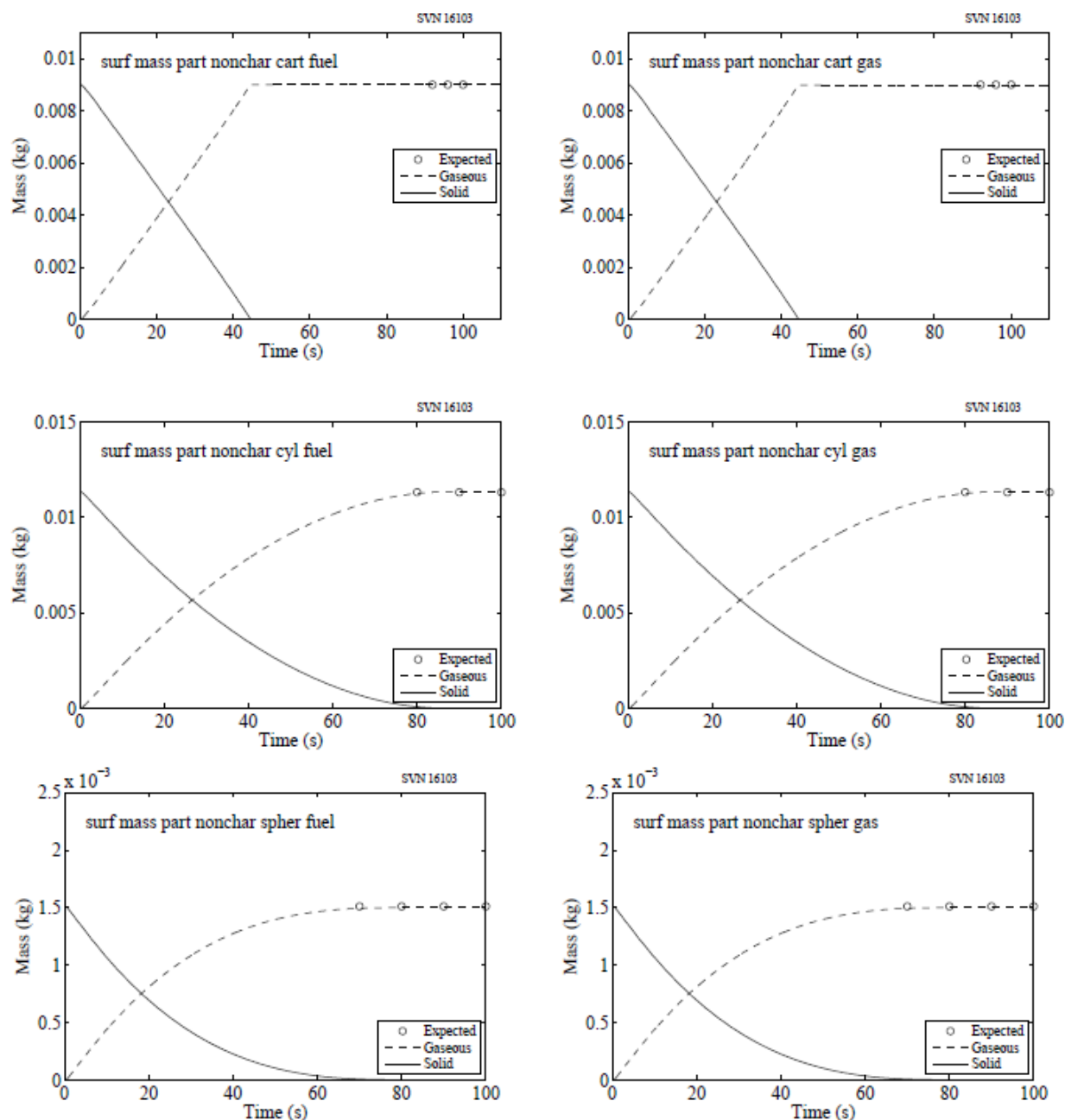
Для лагранжевых частиц, ожидаемые значения массы получаются путем умножения плотности материала по объему частицы на остаточную фракцию. Для декартовой поверхности частиц области в два раза больше продукта из параметров длины и ширины на SURF линии, оба из которых приведены значение 0,05 м. Как результат, ожидается массы для частиц с декартовыми поверхностями  $360(1 \times 0:5)_{2dLW} = 0:009$  кг обугливание и 0,018 кг в течение не- обугливание материалов. Обратите внимание, что полутолщиной,  $D = 0:01$  м, указана на линии прибора, как толщина. Для цилиндрических частиц, длина 0,1 м, а радиус, R (задается через THICKNESS), составляет 0,01 м. Ожидаемые массы, таким образом,  $360(1 \times 0:5)_{pr2L} = 0:00565$  кг для обугливания и 0,0113 кг для не- обугливание материалов. Для сферических частиц, ожидаемая масса  $360(1 \times 0:5)_{4pr3=3} = 7:54_{10 \times 4}$  кг обугливание и  $1:51_{10 \times 3}$  кг для необугливание материалов.

Аналитические и результаты расчетов для обугливания материала сравниваются в 7.3. Аналитические и результаты расчетов для не- обугливание материала сравниваются 7.4.



**Рис. 7.3: Сравнение аналитических и предсказанных изменений массы для обугливания поверхности частиц.**





**Рис.7.4: Сравнение аналитических и предсказанных изменений массы для необугливания поверхности частицы.**

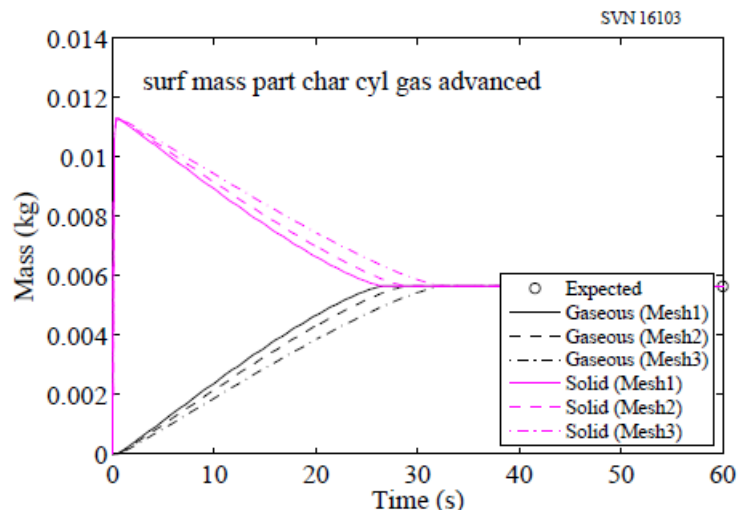
Набор более продвинутое вычисления выполняются для проверки сохранения массы в делах, связанных с многочисленными и разделением частиц. Корпус имеет три сетки, и каждая сетка имеет ту же массу обугливания цилиндрических частиц случаях выше. Поскольку длина цилиндрических частиц в четыре раза 0,1 м, диаметр цилиндра составляет лишь половину от значения, используемого выше.

**Сетка 1** имеет четыре 0,1 м длинные цилиндры с радиусом 5 мм. Местоположения случайно выбранное из плоскости, образованной I NIT утверждение.

**Сетка 2** имеет восемь 0,05 м длинные цилиндры, инициализируется с помощью INIT и MULT утверждения.

**Сетка 3** имеет восемь 0,05 м длинные цилиндры, инициализируется с помощью INIT и MULT утверждения. Цилиндры делятся на две части использования NUMBER\_RADIIATIVE\_ANGLES особенностью PART класса.

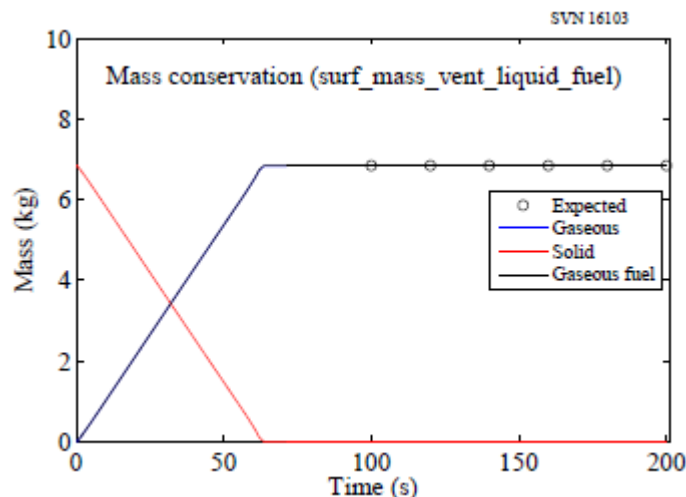
Аналитические и результаты расчетов сравниваются на рис. 7.5. Читаемость фигура улучшается путем установки внешних тепловых потоков для сетки 1, 2 и 3 до 50, 45 и 40 кВт/м<sup>2</sup> соответственно.



**Рис. 7.5: Сравнение аналитических и предсказать изменения массы для обугливания, цилиндрические поверхности, связанные с частицами в трех вариантах.**

### 7.1.3 Испарение поверхности жидкости

Испарения жидкости модели была проверена в тестовом сохранения массы похож на surf\_mass\_vent\_nonchar\_fuel теста выше. 1 см слоем гептана топливо подвергалось  $50 \text{ кВт/м}^2$  теплового потока и эволюции газовой фазе масса топлива и поверхностной плотности были отслежены. Результаты показаны на рисунке ниже.



**Рис. 7.6: Сравнение аналитических и предсказать изменение массы на поверхности жидкости.**

### 7.2 Развитие поверхности излучения (излучение)

Для термически толстых материалов, поверхность излучения вычисляется как масса взвешенной суммы отдельных значений излучательной способности в первой сконденсированной ячейки сетки фазы. В этом проверочное испытание, исходный материал, имеющий излучательной способности 1,0, преобразуется в другой материал, имеющий излучательной способности 0,0, с постоянной скоростью  $0,1 \text{ s}^{-1}$ . В результате, поверхность излучения должна изменяться линейно от 1,0 до 0,0 в течение 10 с.

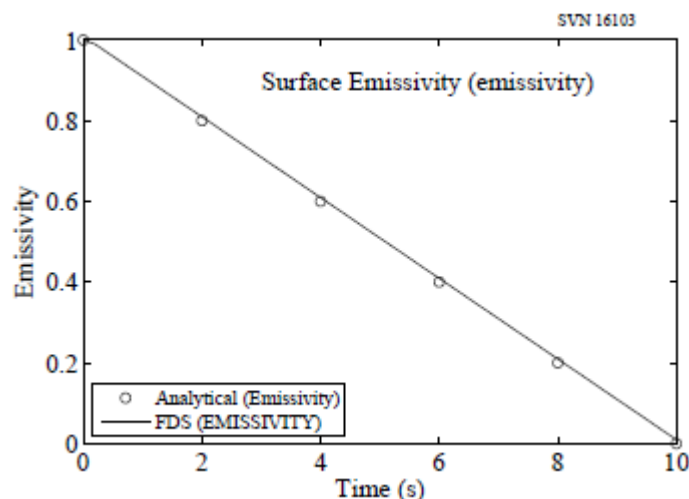


Рис. 7.7: Тестирование излучения твердых материалов.

### 7.3 Садящиеся и расширяющиеся материалы (shrink\_swell)

Один слой материала смесь содержит реагирующий материал (1) и инертной матрицы (2). Если продукт материал (3) реакция имеет высокую плотность, чем реагент ( $r_3 > r_1$ ), толщина слоя D должны сжиматься. Если плотность продукта ниже, чем реагент, AOS плотности ( $r_3 < r_1$ ) слой должен набухать (увеличение) толщины. Если инертный материал имеет статическую структуру матрицы (ALLOW\_SHRINKING = .FALSE.. Или ALLOW\_SWELLING = .FALSE..) Толщина слоя не должна измениться. Параметры шесть тестов приведены в следующей таблице. На рисунках ниже показаны поверхностные плотности, которые, очевидно, не должны меняться, а поверхность толщины за время моделирования.

Таблица 7.1: Параметры, используемые для проверки усадки и расширения материалов.

Пример	k (Вт/м/К)	$\rho$ (кг/м <sup>3</sup> )	c (кДж/кг/К)	h (Вт/м <sup>2</sup> /К)	Bi hL/k
A	0,1	100	1	100	100
B	0,1	100	1	10	10
C	1,0	1000	1	10	1
D	10,0	10000	1	10	0,1

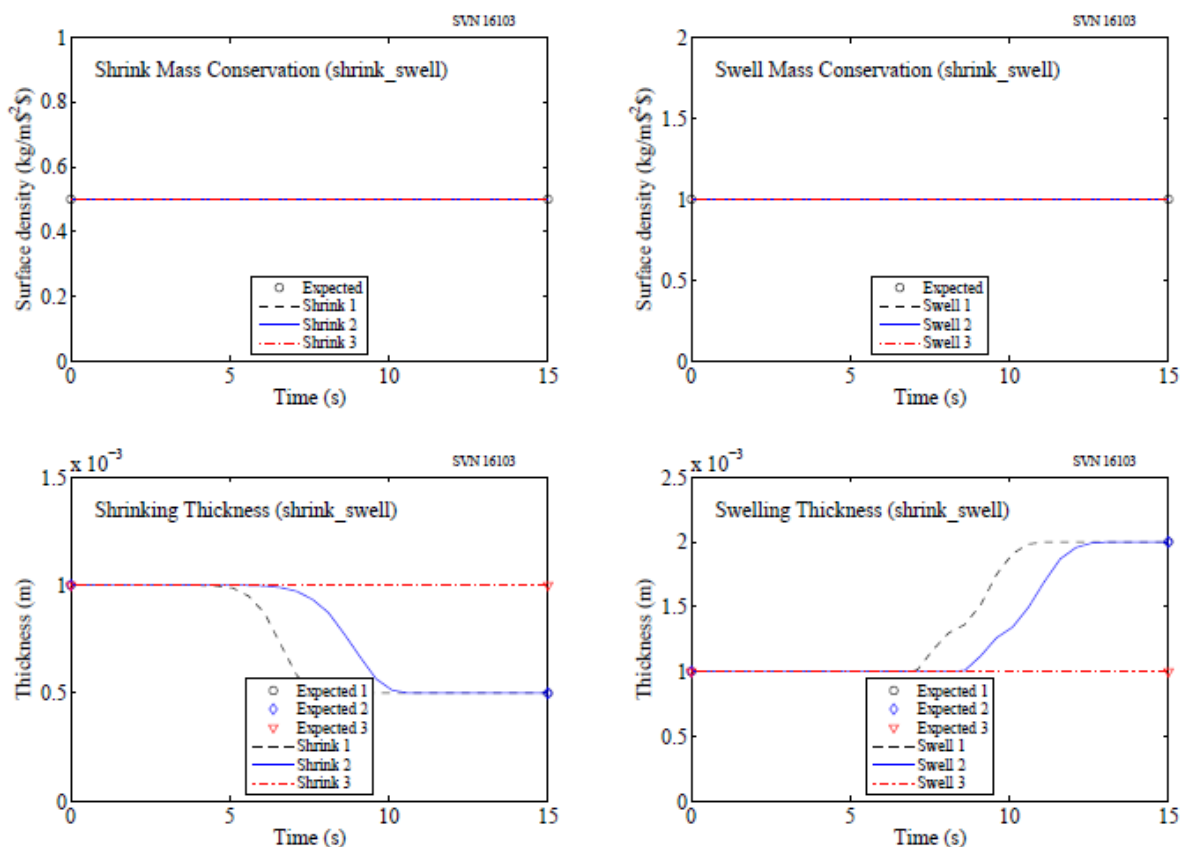


Рис. 7.8: Тестирование усадки и расширения поверхностей.

## 7.4 Энтальпия твердых материалов (энтальпия)

Рассмотрим тонкую пластину из проводящего материала, который облучают с одной стороны до повышенной температуре источником тепла и подвергается с другой стороны, температура окружающей пустоты. В термически тонкого предела температуры сл ба определяется следующим уравнением

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{\dot{q}_{\text{front}}'' + \dot{q}_{\text{back}}''}{c_s \rho_s \delta} \quad (7.1)$$

В этом примере начального воздействия на передней стороне слэба 3 кВт/м<sup>2</sup>. Исходный материал подвергают реакции с образованием материала Б. Скорость реакции является постоянной, 0,2 с<sup>-1</sup>, который в данном случае означает, что материал исчезает в точно 5 с. Это достигается путем установки нс, Е 0 идо 0,2 в термине скорость реакции:

$$r = \left( \frac{\rho_{s,A}}{\rho_{s0}} \right)^{n_s} A \exp \left( -\frac{E}{RT_s} \right) \quad (7.2)$$

Плотности и проводимости у обоих материалов 30 кг/м<sup>3</sup> и 10 Вт / м/К соответственно. Коэффициент излучения передней и задней 1. Удельная теплоемкость материала изменяется от 1,0 кДж/кг/ К до 0,1 кДж/кг/К выше 80 ° С, в то время как теплоемкость материала В является постоянным при 1,0 кДж/кг/ К. Плита толщиной 1 мм.

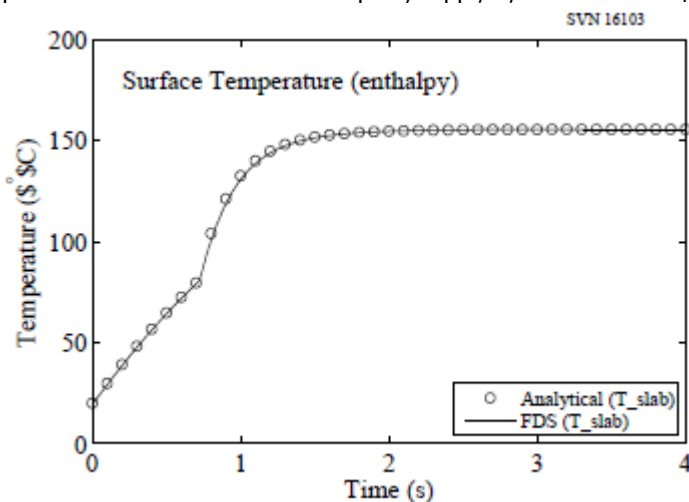


Рис. 7.9: Тестирование энтальпии твердых материалов.

Обратите внимание, что "аналитическое" решение на самом деле простой численного интегрирования уравнений выше с небольшим временным шагом для обеспечения точности. В этом примере проверяется ряд особенностей, в том числе скорость реакции, масса взвешенной теплоемкости, и условия излучения границы. Обратите внимание, что конвективный теплообмен был выключен, и правильный установившаяся температура рассчитывается путем FDS.

## 7.5 Простой реакции изменением фазы (pcm\_slab)

Полубесконечного слоя жидкости в полубесконечной области,  $x > 0$ , охлаждается путем установки поверхности,  $x = 0$ , до постоянной температуры,  $T_0$ , ниже температуры замерзания, тс. Первоначально жидкость при температуре  $T_i > T_f$ . Положение границы между замороженным и жидких слоев обозначается  $x_f$ . Уравнения теплопроводности для двух регионов

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (0 < x < x_f) \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_l \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (x > x_f) \quad (7.4)$$

с граничными условиями

$$T_s(x, 0) = T_i$$

$$T_s(0, t) = T_0$$

$$T_s(x_f, t) = T_f$$

$$T_s(x; 0) = T_i$$

$$T_s(0; t) = T_0$$

$$T_s(x_f; t) = T_f$$

Аналитические решения для расположения фаз и температуры [77]

$$x_f(t) = 2\lambda \sqrt{\alpha_l t} \quad (7.5)$$

$$\frac{T_s(x,t) - T_0}{T_f - T_0} = \frac{\operatorname{erf}(x/2\sqrt{\alpha t})}{\operatorname{erf}(x_f/2\sqrt{\alpha t})} \quad (0 < x < x_f) \quad (7.6)$$

$$\frac{T_i - T_s(x,t)}{T_i - T_f} = \frac{\operatorname{erfc}(x/2\sqrt{\alpha t})}{\operatorname{erfc}(x_f/2\sqrt{\alpha t})} \quad (x > x_f) \quad (7.7)$$

где  $l = x = 2r$  в получается как корень (сложный) трансцендентные уравнения, приведенные в [77].

В тесте случае толщина слоя жидкости не может быть бесконечным. Для практических целей, 50 см толщиной слоя было обнаружено, что достаточно. Фиксированной температуре граничное условие, которое формально не доступна для конденсированной фазы теплопередачи решателя в FDS, осуществляется при условии, что температура газа  $T_0$  с очень высоким коэффициентом тепловой конвекции. Свойств материалов, мы выбираем  $RS = RL = 1; 000 \text{ кг/м}^3$ ,  $KS = KL = 2 \text{ Вт/м/К}$ ,  $CS = CL = 2 \text{ кДж/кг/К}$ ,  $\chi$ ;  $AB = 300 \text{ кДж/кг}$ ,  $T_f = 0^\circ \text{C}$ ,  $T_i = +15^\circ \text{C}$ , и  $T_0 = -15^\circ \text{C}$ , что приводит к ряду Стефана

$$St = \frac{c_s(T_i - T_0)}{H_{r,\alpha\beta}} = 0.1 \quad (7.8)$$

и  $l = 0:189$ .

Аналитические и результаты моделирования сравниваются на рис. 7.10. Участок слева показывает положение границы раздела фаз. Из результатов FDS, две оценки XF определяются так как в численное решение, граница двух фаз не совсем резким. "FDS мин" является самым большим значением  $x$ , для которого  $RS > 990 \text{ кг/м}^3$  и «FDS MAX» является крупнейшим  $x$ , для которого  $RS > 0 \text{ кг/м}^3$ . Сюжет справа показывает температуру на трех глубинах от поверхности: 1 см, 5 см, и 10 см.

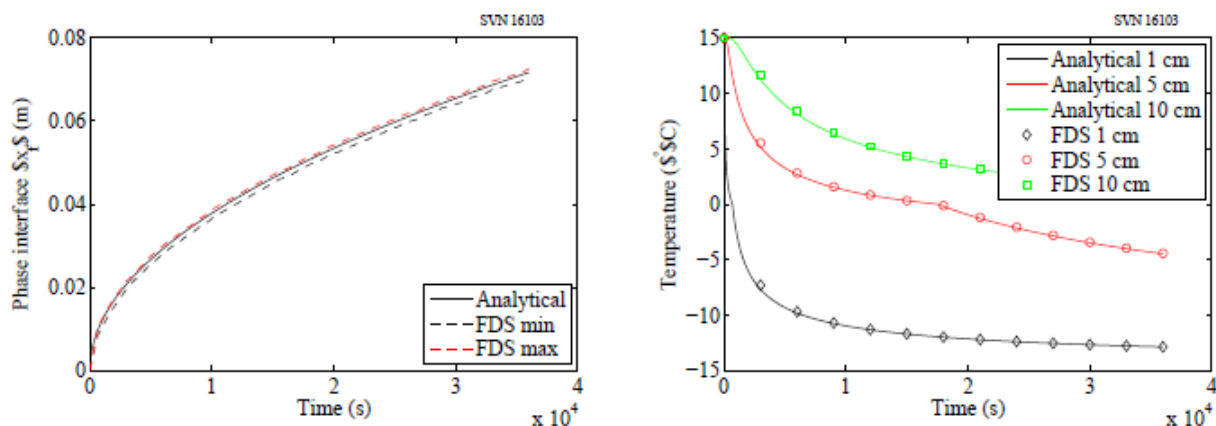


Рис. 7.10: Сравнение аналитических и результаты моделирования для двух -Регион Неймана с изменением фазы.

## 7.6 Пример простого двухступенчатого пиролиза (two\_step\_solid\_reaction)

Перед рассмотрением конкретных экспериментальных измерений, необходимо проверить точность обычных решатель дифференциальных уравнений в FDS. Рассмотрим упрощенный набор обыкновенных дифференциальных уравнений описывающих массовая доля трех компонентов твердого материала подвергается термическому разложению:

$$\begin{aligned} \frac{dY_a}{dt} &= -K_{ab}Y_a \\ \frac{dY_b}{dt} &= K_{ab}Y_a - K_{bc}Y_b \\ \frac{dY_c}{dt} &= K_{bc}Y_b \end{aligned} \quad (7.9)$$

где массовая доля компонента равна 1 на начальном этапе. Аналитическое решение:

$$\begin{aligned} Y_a(t) &= \exp(-K_{ab}t) \\ Y_b(t) &= \frac{K_{ab}}{K_{bc} - K_{ab}} \exp(-K_{ab}t) - \exp(-K_{bc}t) \\ Y_c(t) &= [K_{ab}(1 - \exp(-K_{bc}t)) + K_{bc} * (\exp(-K_{ab}t) - 1)] / (K_{ab} - K_{bc}) \end{aligned} \quad (7.10) \quad (7.11)$$

Аналитические и численные решения для параметров  $K_{ab} = 0:389$  и  $0:262 = K_{bc}$  показано здесь:

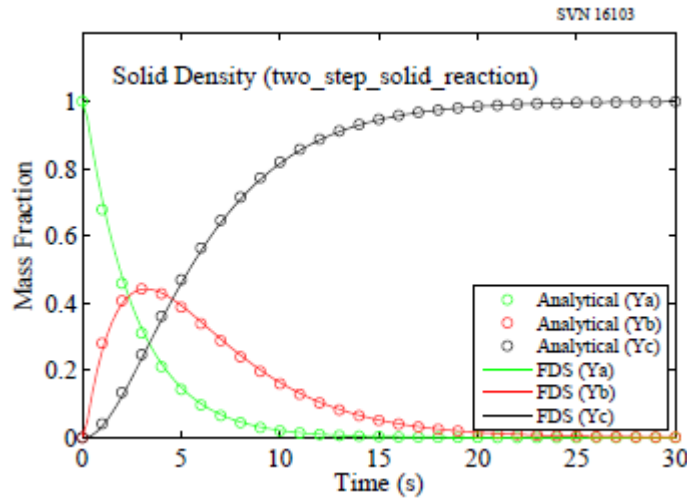


Рис. 7.11: Сравнение двухступенчатый пиролиз твердых расчета с аналитическое решение.

## 7.7 Интерпретация лабораторных измерений

В этом разделе описывается способ получения и применения значения кинетических параметров для термического разложения твердого вещества, по методике, описанной на Лион [79].

### 7.7.1 Общая теория

Рассмотрим небольшой образец твердый материал, который нагревают при относительно медленно, постоянной скоростью. Примером этого процесса является термогравиметрический анализ (TGA). Предположим, что твердый компонент состоит из N материал, при этом каждая часть массы компонента обозначается  $Y_i(t)$ . В качестве твердого нагревается, каждый компонент подвергается реакции с образованием неопределенным газов или один твердый остаток которого массовая доля обозначается  $Y_i(t)$ , а выход которого обозначим факса. Основные уравнения для компонент фракции массу затем:

$$\frac{dY_i}{dt} = -A_i Y_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) ; \quad Y_i(0) = Y_{0,i} ; \quad i = 1, N \quad (7.12)$$

$$\frac{dY_r}{dt} = -v_r \sum_i \frac{dY_i}{dt} ; \quad Y_r(0) = 0 \quad (7.13)$$

В аппарате TGA, температура образца увеличивается линейно со временем,  $dT=dt = b$ . Поскольку TGA результаты обычно выражается в виде функции от температуры, а не времени, то удобно переписать Уравнение (7.12), как:

$$\frac{dY_i}{dT} = -\frac{A_i}{\beta} Y_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) ; \quad Y(T = T_0) = Y_{0,i} \quad (7.14)$$

Скорость разложения,  $\square dY_i=dt$ , пики при температуре обозначается  $T_{p,i}$  со значением обозначается  $r_{p,i}$ . При этой температуре второй производной  $Y_i$  равен нулю

$$\frac{d^2 Y_i}{dT^2} = -\frac{A_i}{\beta} \frac{dY_i}{dT} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) - \frac{A_i}{\beta} Y_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) \frac{E_i}{RT_{p,i}^2} = -\frac{dY_i}{dT} \left[ \frac{A_i}{\beta} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) - \frac{E_i}{RT_{p,i}^2} \right] = 0 \quad (7.15)$$

Далее, уравнение (7.14) может быть интегрирована с  $Y_0$ ; I K YP; I (значение  $Y_i$  на пике),  $T_0$  до  $T_{p,i}$ :

$$\int_{Y_{0,i}}^{Y_{p,i}} \left( \frac{dY_i'}{Y_i'} \right) = -\frac{A_i}{\beta} \int_{T_0}^{T_{p,i}} \exp\left(-\frac{E_i}{RT'}\right) dT' \approx -\frac{A_i RT_{p,i}^2}{\beta (E_i + 2RT_{p,i})} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) \quad (7.16)$$

Используя Формулу (7.15), чтобы устраним  $A_i$  дает:

$$\ln\left(\frac{Y_{p,i}}{Y_{0,i}}\right) = -\frac{E_i}{E_i + 2RT_{p,i}} \approx -1 \quad (E_i \gg 2RT_{p,i}) \quad (7.17)$$

или, проще говоря,  $Y_{p,i} \approx Y_{0,i} e$ . Теперь, энергия активации может быть оценена с помощью формул (7.12) и (7.15):

$$E_i = RT_{p,i}^2 \frac{A_i}{\beta} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) = \frac{RT_{p,i}^2}{\beta} \frac{r_{p,i}}{Y_{p,i}} \approx \frac{RT_{p,i}^2}{\beta} \frac{e r_{p,i}}{Y_{0,i}} \quad (7.18)$$

Тогда  $A_i$  может быть оценена непосредственно из уравнения (7.12):

$$A_i = \frac{r_{p,i}}{Y_{p,i}} \exp\left(\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) \approx \frac{e r_{p,i}}{Y_{0,i}} \exp\left(\frac{E_i}{RT_{p,i}}\right) \quad (7.19)$$



Отметим, что формулы для  $A_i$  и  $E_i$  может быть оценена с параметрами, которые получают непосредственно путем осмотра участка скорость потери массы в зависимости от температуры. Для каждого пика, значения  $Tr_i$  и  $gr_i$  очевидны. Значения  $Y0_i$  может быть оценена на основе относительной площади под каждым пиком. Значения  $Y0_i$  я должен подвести к 1.

### 7.7.2 Использование данных микро-калориметрии (cable\_11\_mcc)

Этот раздел описывает способ интерпретации микро-Калориметр сгорания (МСС) измерений. Пиролиза калориметр потока сгорания (PCFC), разработанный Лион и Уолтерс [80] при Федеральной авиационной администрации США (FAA), это устройство, используемое для измерения тепла от сгорания небольшой (4 мг до 6 мг) образцов материала калориметрии кислородного истощения. Образцы пиролизу при указанной скорости нагрева в анаэробной атмосфере (обычно  $N_2$ ) и полученную газы смешиваются с избытком кислорода и сжигают в отдельной камере. Скорость тепловыделения от образца получается из измерений концентрации кислорода в отходящем выходе из камеры сгорания как функцию времени. Методика является основой для стандартного теста ASTM D 7309 [81].

Результаты измерений для PCFC несколько многожильных кабелей управления приведены на рис. 7.12. Для каждого кабеля, изоляция и материал оболочки были испытаны по отдельности, и по крайней мере три параллельных были выполнены для каждого (только один показан репликации для каждого образца). Образцы весом приблизительно 5 мг, были вырезаны из оболочек кабелей и проводников изоляционного материала каждого из кабелей. Эти образцы были пиролизу в PCFC со скоростью  $1 \text{ K / с}$  от  $100$  до  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  в атмосфере азота и сточные воды сжигаемого при  $900 \text{ }^\circ\text{C}$  в смеси, состоящей из  $20\% \text{ O}_2$  и  $80\% \text{ N}_2$ . Результирующая кривая показывает скорость тепловыделения образца, как он был нагрет, нормированные на массу исходного образца. Есть правило, один, два или три заметные пики на кривой, соответствующих температурам, где значительная реакция происходит разложение. Каждый пик может характеризоваться максимальным значением скорость тепловыделения ( $\dot{q}_r$ ), температура ( $Tr_i$ ) и относительной доли от исходной массы образца, который подвергается этой конкретной реакции ( $Y0_i$ ). Площадь под кривой

$$\int_0^\infty \dot{q}(T) dT = \beta \Delta H' \quad (7.20)$$

является скорость нагрева образца ( $\beta$ ) раз энергия, выделяемая на единицу массы исходного образца ( $\Delta H0$ ). Эта последняя величина связана с более традиционными теплоты сгорания по отношению

$$\Delta H = \frac{\Delta H'}{1 - v_r} \quad (7.21)$$

факса, где есть доля первоначальной массы, которая остается в остатке. Иногда это называется "символ выхода." Заметим, что предполагается быть тем же самым для всех реакций.

Измерение МСС аналогично TGA в том, что можно получить кинетические параметры,  $A_i$  и  $E_i$ , для различных реакций с кривой скорости выделения тепла. В качестве примера того, как работать с МСС данных, рассмотрим два участка показано на рис. 7.12. Сплошные кривые на рисунках отображения результатов микро-калориметрии для измерения изоляции и внешняя оболочка из материала многожильного кабеля управления (число 11 не имеет особого смысла, чем другие, чтобы отличить его от других кабелей изучается). В качестве изоляционного материала имеет два достаточно хорошо выраженных пика, в то время как куртку материал демонстрирует три. Таким образом, изоляционный материал моделируется с помощью двух твердых компонентов, каждый проходит одну стадию реакции, которая производит топливный газ и твердый остаток. Материал оболочки моделируется с помощью трех твердых компонентов. Остаток выход для изоляционного материала составляет  $6\%$ , для куртки  $49\%$ , полученный просто путем взвешивания образца до и после микро-калориметрии измерения. Это не известно, какой реакции образует что фракции остатка. Напротив, предполагается, что каждая реакционная дает такой же остаток в том же относительном количестве. Штриховые кривые на Рис. 7.12 приведены результаты моделирования FDS измерений МСС. Для имитации нагрева образца, очень тонкий лист, состоящий из смеси твердых компонентов с изолированным подложку нагревают со скоростью, заданной в эксперименте ( $1 \text{ K / с}$  или  $60 \text{ K / мин}$ , единицы, необходимые в FDS). Для каждой реакции, кинетические параметры рассчитываются по формулам (7.18) и (7.19). Значения  $Tr_i$  получают непосредственно из цифр.

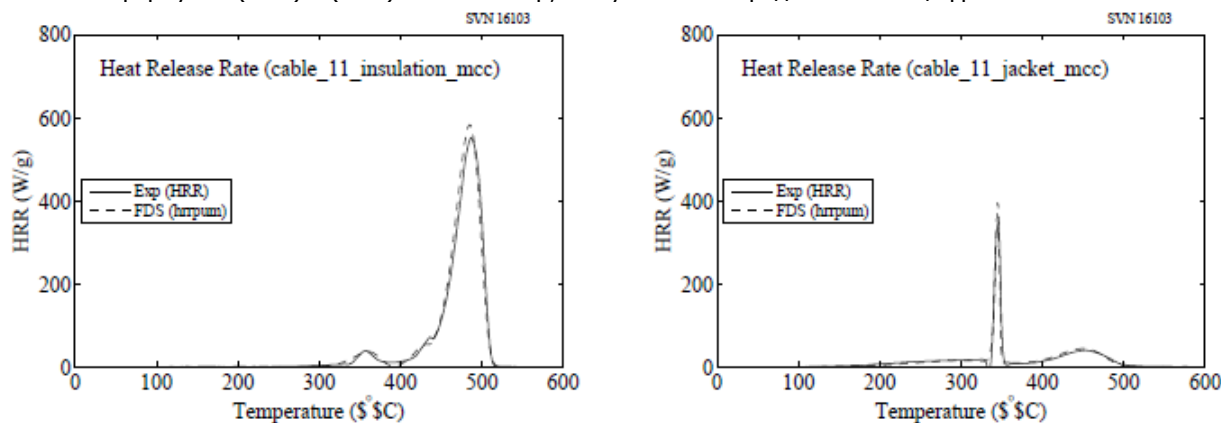


Рис. 7.12: Результаты микро-калориметрии анализ образца изоляции кабеля (слева) и материал оболочки (справа).

Значение  $gr_i=Y0_i$  для  $i$ -го реакции может быть найдено из:

$$r_{p,i} = \beta \frac{\dot{q}_{p,i}}{\Delta H'} \quad ; \quad \Delta H' = \int_0^\infty \dot{q}(T) dT \quad (7.22)$$

где  $\dot{q}_{p,i}$  это значение  $i$ -го пика скорости выделения тепла. Значения,  $Y_{0,i}$  может быть оценена по относительной площади под кривой. Их сумма должна быть 1. Важно, чтобы проверить единиц всех этих величин, так как результаты этих экспериментов часто представляются по-разному в зависимости от конкретного применения. Ошибка в единицах может привести значения  $A_i$  и  $E_i$  которые неизменно вызывают ложные результаты.

Штриховые кривые на рис.7.12 приведены результаты численного интегрирования уравнения. (7.12) в FDS для каждого материала компонента. Типичный линейный вход для FDS, который описывает один компонент материал претерпевает одной реакции определяется по формуле:

```
&MATL ID = 'Cable 11 Jacket Component A'
EMISSIVITY = ...
DENSITY = ...
CONDUCTIVITY = ...
SPECIFIC_HEAT = ...
N_REACTIONS = 1
REFERENCE_TEMPERATURE = 300.
REFERENCE_RATE = 0.0064
HEATING_RATE = 60.
NU_RESIDUE = 0.49
RESIDUE = 'char'
NU_FUEL = 0.51
HEAT_OF_REACTION = ... /
```

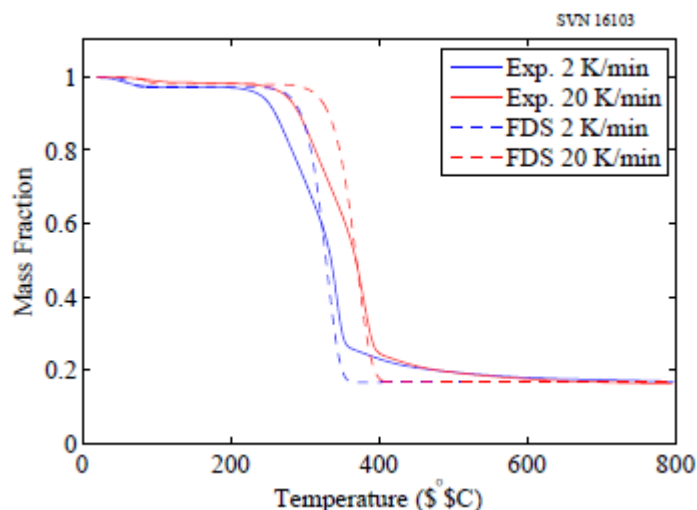
Только соответствующие параметры показаны. Остальные параметры не имеют значения в этом упражнении. Обратите внимание, что это REFERENCE\_TEMPERATURE  $T_{p,i}$ , но в единицах  $^{\circ}\text{C}$ . REFERENCE\_RATE на самом деле  $gr_i=Y_{0,i}$ , в единицах  $\text{с}^{-1}$ . HEATING\_RATE является  $\dot{q}$  в единицах  $\text{K} / \text{мин}$ . NU\_RESIDUE является факса и NU\_FUEL есть  $(1 - \text{НП})$ . Таблица 7.2 перечислены все кинетические параметры для изоляции кабелей и пиджак материалов. Пик температуры легко оценить, и значения  $RP; I = Y_0$ , я могу быть доработаны точно соответствовать данным. Обратите внимание, что можно вычислить значения  $A_i$  и  $E_i$  и ввод их непосредственно в FDS, вместо ввода, перечисленных в таблице. Тем не менее, значения  $A_i$  и  $E_i$  довольно больших количествах и имеют мало смысла в своей собственной.

**Таблица 7.2: Параметры, используемые для получения кинетических констант для кабельных материалов. Скорость нагрева для обоих составляет  $60^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ .**

Параметр	Изоляция, $v_r=0,06$		Оболочка, $v_r=0,49$		
	1	2	1	2	3
$T_{p,i} (^{\circ}\text{C})$	355	485	300	345	450
$r_{p,i}/Y_{0,i} (\text{s}^{-1})$	0,0384	0,2426	0,0064	0,3500	0,0156

### 7.7.3 Использование данных TGA (birch\_tga)

Это пример сравнения кандидата твердой фазе с моделью термогравиметрического анализа (TGA) данных. Образцы примеров, названные birch\_tga\_1step\_2 и birch\_tga\_1step\_20, моделируют два стандартных TGA эксперимента в которых небольшие образцы березовой древесины медленно нагреваются при постоянных скоростях  $2^{\circ}\text{C}/\text{мин}$  и  $20^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ , соответственно. Модель дерева включает в себя только одну реакцию, которая преобразует свежую древесину в уголь и горючие газы. Также существует реакция при моделировании, которая лишь отвечает за испарение небольшого количества влаги в древесине. Это испарение видно на Рис. 7.13 при температуре около  $100^{\circ}\text{C}$ .



**Рис. 7.13: Сравнение твердотельной фазы модели из березовой древесины с данными TGA.**

## ГЛАВА 8. ЛАГРАНЖЕВЫ ЧАСТИЦЫ

В данной главе содержатся примеры верификации, которые позволяют протестировать все составляющие частиц, каплей, распылителей и т.д. Следует отметить, что в FDS, лагранжевы частицы используются для различных целей, а не только для водяных капель.

### 8.1 Передача импульсов жидких частиц (fluid\_part\_mom\_x, \_y, \_z)

Fluid\_part\_mom тестов точности, стабильности и сохранения импульса в общем случае передачи импульса между частицами жидкости и с помощью перетаскивания. Примеры включают пожаротушения и аэрозольным соплам, а также уголек транспорта. Для приложений, спринклерных сопла, невозможно решить детали сопла и поток жидкости и переноса частиц вблизи сопла создает проблемы для точности и стабильности интеграции частицы сопротивления законам, которые являются сочетанием множества обыкновенных дифференциальных уравнений для каждого компонента импульса для каждой частицы и жидкости. Подробная информация о схеме FDS приведены в техническом руководстве [60]. Короче говоря, мы находим аналитическое решение для случая парного взаимодействия fluid particle и применять это решение на случай нескольких частиц путем применения общего сохранения импульса в жидкости клетки. В результате схема гарантированно будет стабильным, так как скорость жидкости не может превышать скорость ячейки равновесия (полного импульса жидкости и частиц, деленная на общую массу).

Мы создали три отдельных тестов, по одному для каждого направления координат. Эти помечены \_x, \_y и \_z в проверке каталога. Рассмотрим канал 1 м? 1 м в вертикальном направлении и вдоль размаха крыла и 10 м в направлении потока. Граничных условий периодических в направлении потока и свободного скольжения по стенкам внутри канала. Жидкость сетки составляет 40? 4? 4 для случая X,Y и Z случаях используют аналогичные сетям. Скорость жидкости инициализируется равной 10 м / с в направлении потока. Распределение мономодисперсных частиц 1000 инициализируется с нулевой скоростью, случайные позиции в первый кубометр воздуховода. Гравитация устанавливается в ноль.

Как импульс делу продолжается обмен данными между жидкостью и частицами. Импульсы релаксировать к равновесию. Результаты для всех трех испытаний показаны на рисунке 8.1. На левом, зеленые символы представляют общий импульс системы, которые, как можно видеть, сохраняется. Жидкость (синий) и частиц (красный) импульсов тесно после аналитическое решение (сплошные линии), которая является основой схемы. Сюжет справа показывает жидкости (синий) и частиц (красный) скоростях по сравнению со скоростью равновесия системы (зеленая пунктирная линия). По конструкции метода, как жидкости и скорости частиц приближается к равновесию скорость при больших временах.

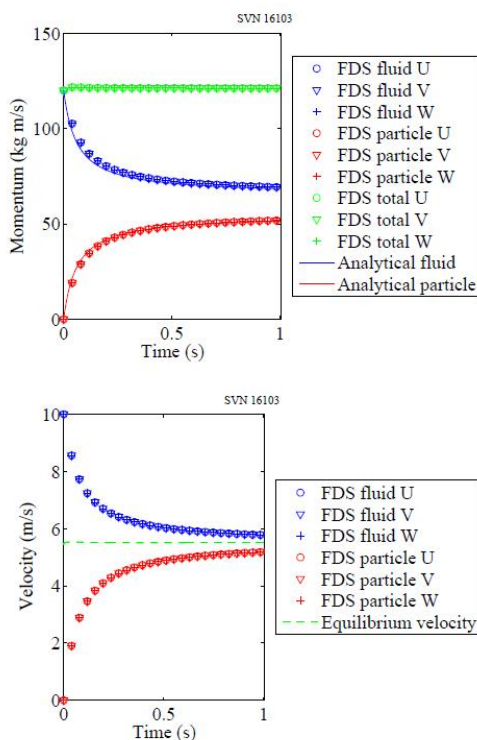


Рис. 8.1: Выходы для примеров fluid\_part\_mom. (Вверху) Кривые импульса жидкости (синий), импульса частицы (красный), и суммарного импульса (зеленый) построены для каждого направления координат, x (кружки), y (перевернутые треугольники) и z (плюсы). Аналитические решения для уравнений жидкости и частиц показаны с помощью сплошной синей и красной линий, соответственно. Суммарный импульс должен быть постоянным, как в случае в зелеными обозначениями. (Внизу) Кривые скорости жидкости (синий) и частиц (красный) построены для каждого направления. Кроме того, равновесная скорость (суммарный импульс [жидкость и частицы], деленная на общую массу) показана в виде пунктирной зеленой линии. Устойчивость обмена импульсов гарантирована, поскольку, по построению, скорость жидкости не может превышать равновесную скорость; скорость жидкости снижается в ее направлении.

## 8.2 Неподвижные частицы (particle\_drag)

В примерах испытания сопротивления частиц рассматривается канал размером 1 м на 1 м на 1 м с периодическими граничными условиями на поверхностях x и FREE\_SLIP стенах на поверхностях y и z. Статические капли размещаются в центре канала, по одной частице на вычислительный элемент, таким образом они образуют поверхность, перпендикулярную направлению потока. Гравитация устанавливается на нулевое значение. Вследствие симметрии задачи, поток является одномерным. Предположим, что капли имеют одинаковый диаметр и коэффициент сопротивления и плотность газа являются постоянными, тогда скорость в канале снижается в соответствии с уравнением:

$$u = \frac{u_0}{1 + Bu_0 t} ; B = \frac{1}{2} \frac{\sum C_D \pi r_d^2}{V} \quad (8.1)$$

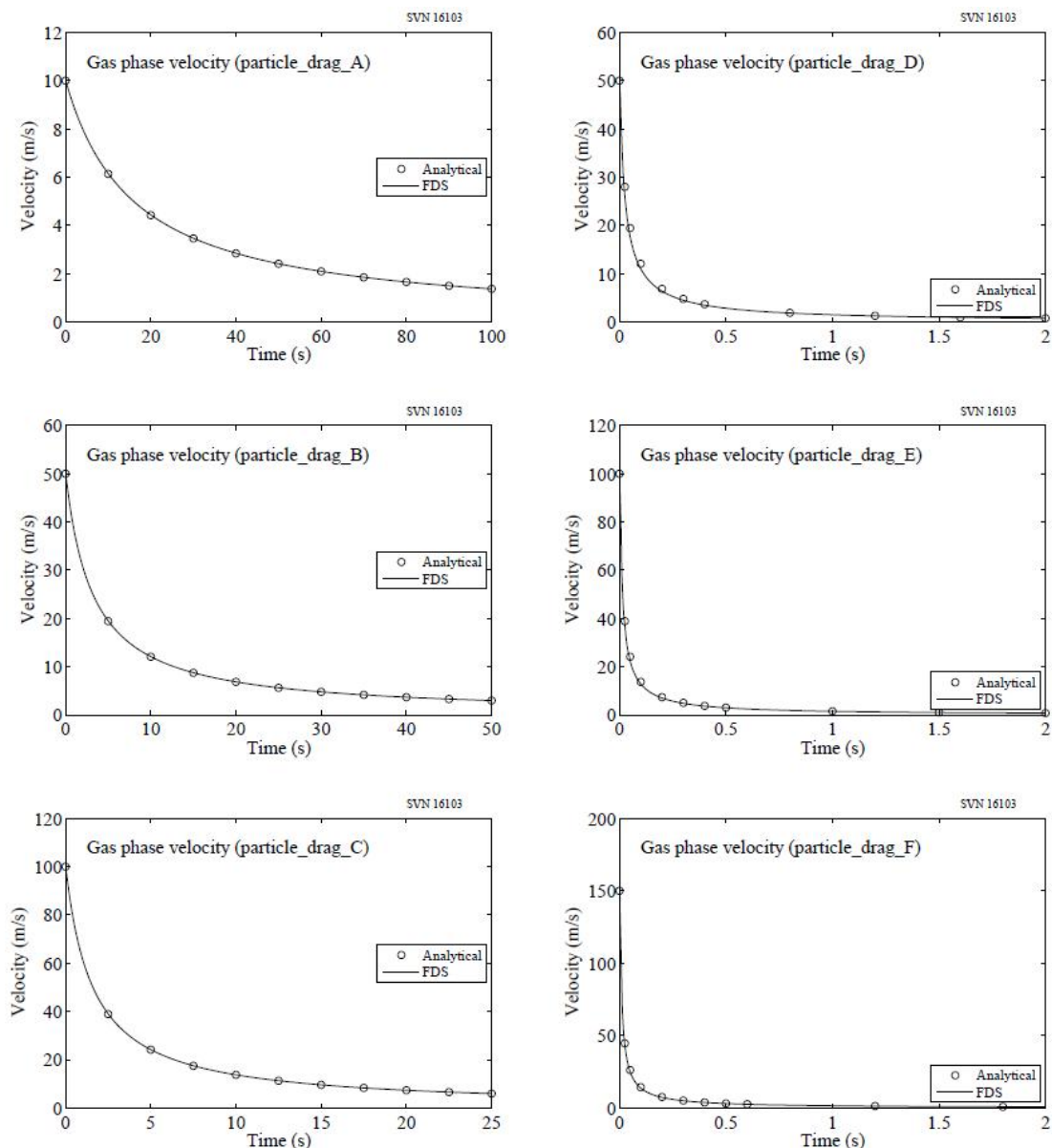
В приведенном выше уравнении,  $V$  – объем канала,  $r_d$  – радиус капли,  $C_D$  – коэффициент сопротивления капли, а  $u$  – скорость газа в направлении x. Суммирование ведется по всем частицам  $N$ . Следующие параметры являются общими при моделировании:

$$C_D = 10, r_d = 0,005 \text{ м}$$

Начальная скорость,  $u_0$ , в каждом случае приведена в таблице 8.1. Сравнение расчетных и аналитических результатов показано на Рис. 8.2.

**Таблица 8.1: Параметры, используемые в примерах particle\_drag.**

Пример	$u_0$	$N$
A	10	16
B	50	16
C	100	16
D	50	1600
E	100	1600
F	150	1600



**Рис. 8.2: Выходы примеров испытаний particle\_drag тестов по сравнению с аналитическими решениями.**

### 8.3 Спад давления посредством неподвижных частиц (drag\_dt)

Спад давления случаях испытание на падение рассмотреть 1 м в ширину и 1 м в высоту на 2 м канале с 2 м / с фиксированной скоростью граничное условие на одном конце, открытый граничное условие на другом конце, и FREE\_SLIP на Y и Z-лица. Три канала уложены вертикально (каждый со своим собственным сетка, и плоскостью частицы помещают поперек каждого канала на расстоянии 1 м. Частицы 0,01 м в диаметре и 10 частицы помещают в клетку. USER\_DRAG\_COEFFICIENT из 5, 10 и 20 установлена для частиц в каналах. Согласно

$$\Delta P = \frac{1}{2} \sum \frac{C_D \pi r_d^2}{A} \quad (8.2)$$

где  $A_{cx}$  – площадь поперечного сечения, равная 1 м<sup>2</sup>, снижение давления в каждом суб-канале составляет 3,77, 7,54 и 15,1 Па. Сравнение вычисленных и аналитических результатов показаны на рисунке 8.2. Снижение давления сводится к аналитическому решению, по мере того, как временной шаг уменьшается.

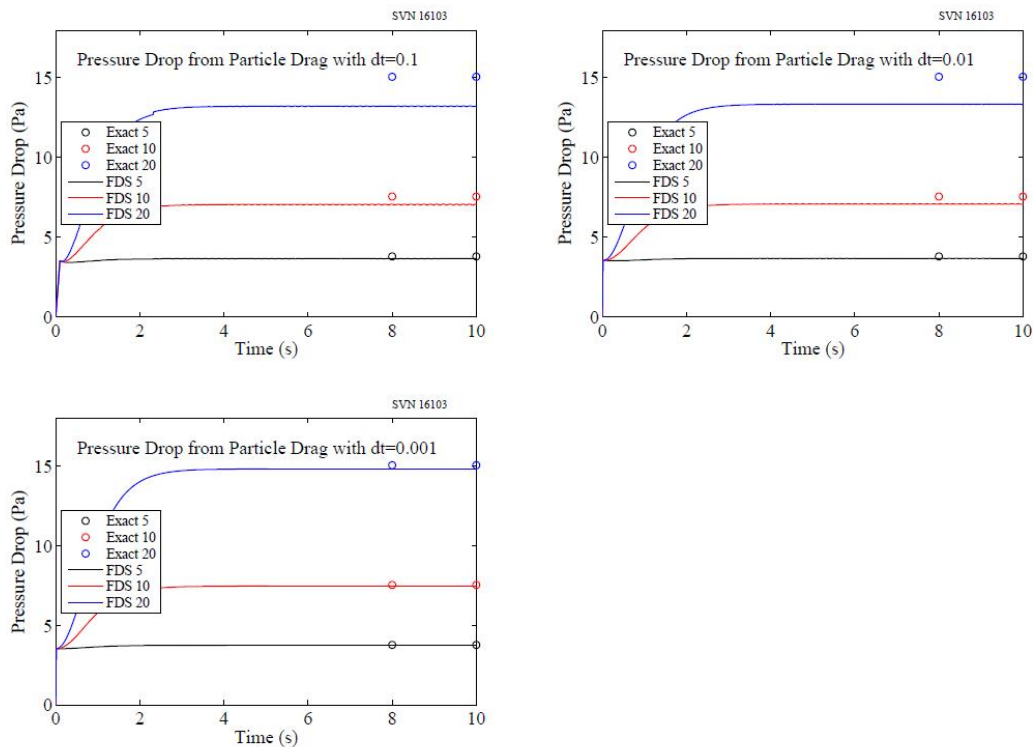


Рис. 8.3: Выходы примеров испытаний drag\_dt по сравнению с аналитическими решениями.

#### 8.4 Экраны сетки (screen\_drag)

В данных двух случаях испытаний рассматривается канал 1 м в ширину и 1 м в высоту на 2 м в длину с граничным условием фиксированной скорости, равной 2 м/с или 20 м/с, с одной стороны и граничным условием OPEN с другой стороны, и FREE\_SLIP на поверхностях y и z. Три канала составлены вертикально (каждый со своим значением MESH, и плоскость частиц помещается поперек каждого канала на расстоянии 1 м. Плоскость частиц определяется как экран с диаметром проволоки, равным 0,0003 м. Значение FREE\_AREA\_FRACTION, составляющее 0,1, 0,4, и 0,8 устанавливается для частиц в каналах. Согласно формуле сопротивления экрана:

$$\Delta P = \left( \frac{\mu}{K} u + \rho \frac{Y}{\sqrt{K} u^2} \right) \Delta x_{screen} \quad (8.3)$$

где K и Y эмпирических констант, определенных в руководстве пользователя, падение давления на 2 м / сек входе должно быть 126 Па, 14 Па и 5,3 Па, а для 20 м / с в вводной в 1260 Па, 168 Па и 124 Па сравнение вычисленных и аналитические результаты показаны на рисунке 8.4.

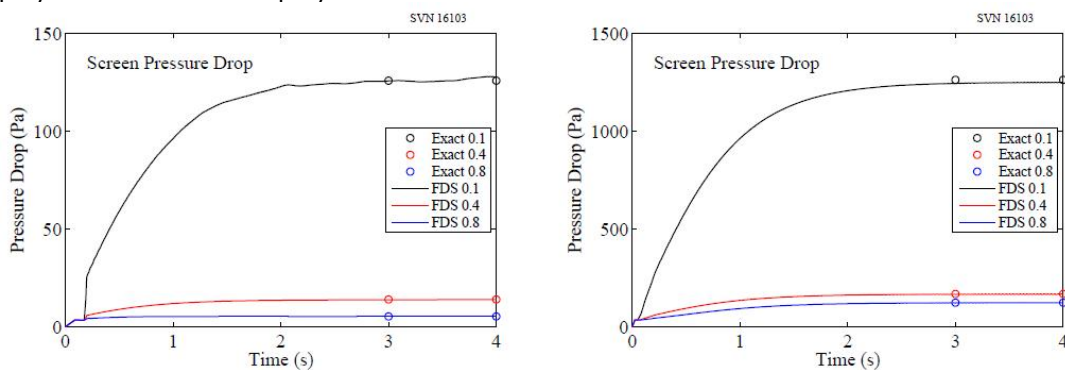


Рисунок 8.4: Выходы screen\_drag тестов по сравнению с аналитическими решениями. Слева 2 м / с входом, прямо 20 м / с на входе.

#### 8.5 Частиц в одномерном измерении (terminal\_velocity)

Если в одной капле, имеющей постоянный коэффициент лобового сопротивления падает через неподвижной жидкости, ее скорость и траекторию можно найти аналитически. Это "конечная скорость" случай. Частица начинает с остальными и подпадает под влиянием силы тяжести и перетаскивать в 1D. FDS работает до стационарное решение не будет достигнуто. Следующее уравнение описывает это движение:

$$\dot{u} = Ku^2 - g ; K = \frac{\rho_a C_d A}{2m}$$



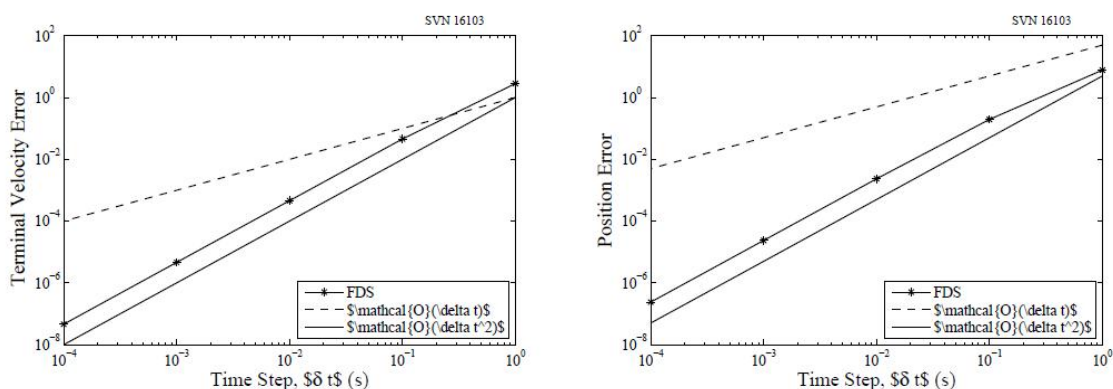
$\rho_d$  – плотность окружающего воздуха,  $C_d$  – коэффициент сопротивления капли,  $A$  – площадь поперечного сечения капли, а  $m$  – масса капли. Определение  $\rho_d$  как плотности капли и  $D_d$  как диаметра капли и решение данного значения ODE с помощью нулевых значений IC, решение, приведенное ниже, и эквивалентное определение  $K$  для капли будет найдено:

$$u = \frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{g}{K}} \tanh(\sqrt{gKt}); x = -\frac{\ln[\cosh \sqrt{gKt}]}{K}; K \equiv \frac{3\rho_a C_d}{4\rho_d D_d} \quad (8.4)$$

Пример конечной скорости выполняется за несколько временных шагов. Точная конфигурация сценария, подробно изложены в приведенной ниже таблице. Ошибка  $L^\infty$  конечной скорости и положения вычисляются и строятся для каждого временного шага.

Коэффициент сопротивления капли	$C_d$	1
Диаметр капли	$D_d$	10 мм
Ускорение свободного падения	$g$	9.8 м/с <sup>2</sup>
Плотность жидкости капли	$\rho_d$	1,000 кг/м <sup>3</sup>

Как показано на Рис. 8.5, FDS демонстрирует сходимость второго порядка в примере **terminal\_velocity** с точки зрения скорости и расположения.



**Рис 8.5: (Слева) Сходимость FDS для скорости частицы в примере terminal\_velocity. (Справа) Сходимость FDS для положения частицы в примере terminal\_velocity.**

## 8.6 Двухмерная настильная траектория пожара (flat\_fire)

Там нет известных решений уравнений сопротивления в нескольких измерениях. Тем не менее, ballistics разработали приближенное решение полезно для вычисления траектории снарядов, когда пушки выстрелил в определенном диапазоне углов. Это решение использует "плоский огнем" предположение. Короче говоря, если частица запускается с его скоростью только в горизонтальном направлении и его вертикальная скорость никогда не очень значительным по сравнению с горизонтальной скоростью, то по всей траектории горизонтальной составляющей скорости, и, является хорошим приближением для величины скорости,  $|u|$ .

Чтобы убедиться, что предположение для настильного пожара является действительным, используются следующие схемы:  $x(0) = 0, \dot{x}(0) = u(0) = V_0, z(0) = h, \dot{z}(0) = w(0) = 0$ . Точное решение для данной системы приведено ниже:

$$x = \frac{\log(V_0 K t + 1)}{K}; z = h + \frac{g \log(V_0 K t + 1)}{2(V_0 K)^2} - \frac{gt^2}{4} - \frac{gt}{2V_0 K}; K = \frac{3\rho_a C_d}{4\rho_d D_d} \quad (8.5)$$

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{V_0}{V_0 K t + 1}; w = \frac{dz}{dt} = \frac{g}{2V_0 K(V_0 K t + 1)} - \frac{gt}{2} - \frac{g}{2V_0 K} \quad (8.6)$$

Следующий пример был запущен в FDS и сравниваются с приближенным решением:

Коэффициент сопротивления капли	$C_d$	0,2
Диаметр капли	$D_d$	5 мм
Ускорение свободного падения	$g$	9.8 м/с <sup>2</sup>
Плотность жидкости капли	$\rho_d$	1,000 кг/м <sup>3</sup>
Начальная скорость $x$	$V_0$	400 м/с

Как видно на Рис. 8.6, FDS хорошо согласуется с данным приближенным решением. Решение для настильного пожара должно иметь немного более высокую вертикальную скорость, и, при увеличенном времени, поскольку скорость частицы приближена к  $u$ , которая ниже реальной скорости при увеличенном времени. Это доказывает, что сила сопротив-

ления ниже, чем она должна быть, и, следовательно, скорость  $w$  является слишком высокой. В нижнем левом графике на Рис. 8.6 скорость  $w$  FDS немного ниже, чем решение настильного пожара.

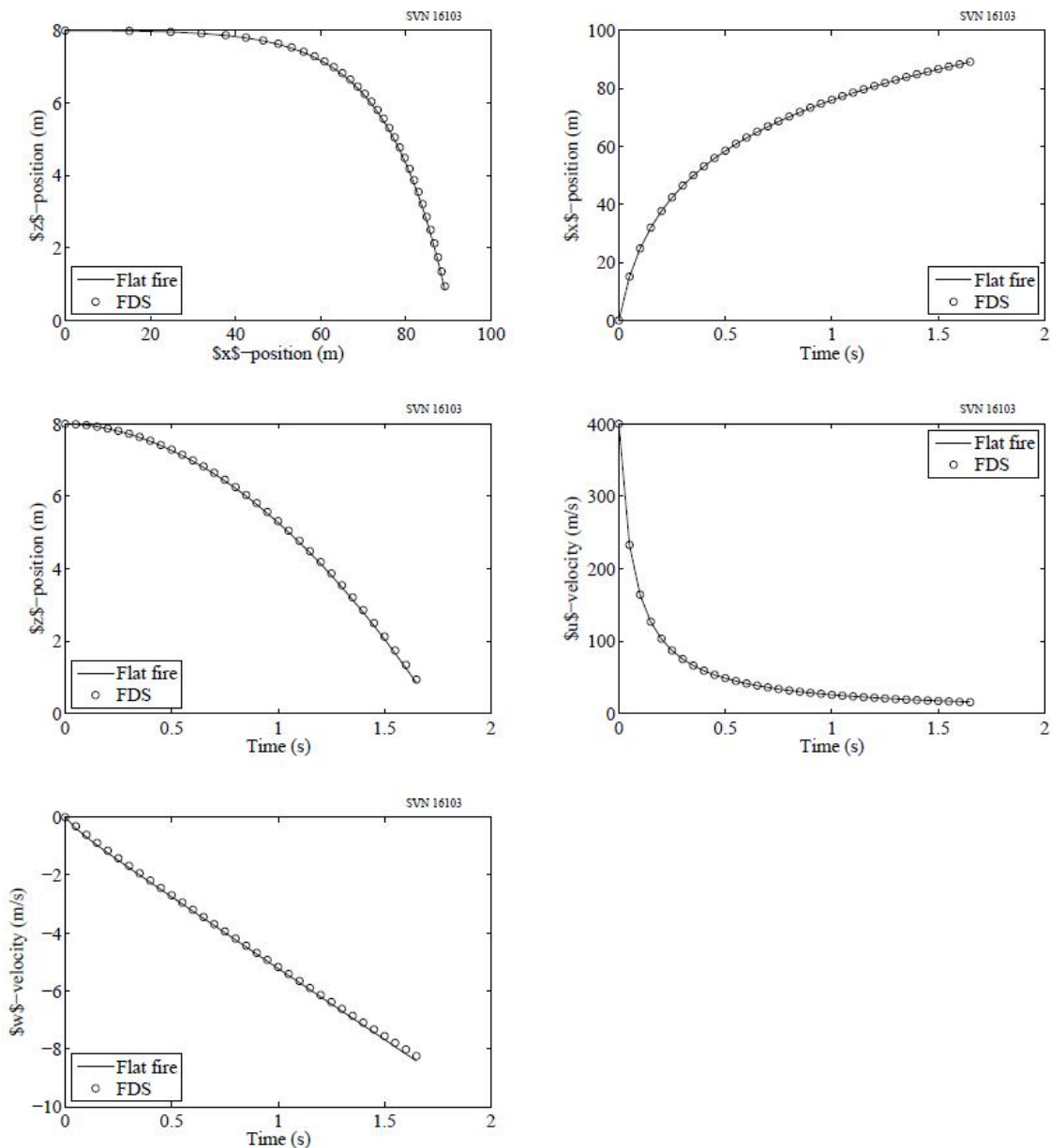


Рис. 8.6: Результаты примера испытания flat\_fire.

### 8.7 Испарение капель воды (water\_evaporation)

Примеры под названием water\_evaporation\_x тестируют круговорот испарения воды в FDS. Геометрия состоит либо из герметичного короба, либо туннеля с поперечным потоком. Предполагается, что стены являются адиабатическими, что подразумевает отсутствие каких-либо утечек и потери тепла. В примере с коробом воздух внутри короба перемешивается для поддержания равномерных условий. В каждом случае численные решения сравниваются с аналитическими решениями.

В случае с примерами 1-3, где капли воды находятся в герметичном коробе, изменение энтальпии капель должно быть равно изменению энтальпии газа за вычетом выполненной работы вследствие давления. Сохраняется внутренняя энергия системы. Внутренняя энергия может быть выражена в значениях энтальпии, давления и плотности:

$$e = h - \frac{p}{\rho} \quad (8.7)$$

В дифференциальной форме:

$$de = dh - \frac{1}{\rho} dp - p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = dh - v dp - p dv \quad (8.8)$$

Умножая на массу и отмечая, что объем,  $V$ , постоянно дает:

$$dE = dH - V dp \quad (8.9)$$

Уменьшение энтальпии капель жидкости воды равно увеличению энтальпии газа (оба выражены в кДж) за вычетом увеличения давления, умноженного на объем в единицах кПа на  $\text{м}^3$ , соответственно.

### 8.7.1 Пример 1

В первом примере, размеры короба составляют 1 м на стороне, начальная температура составляет 200 °С, средний объемный диаметр каплей составляет 200 мм, температура воды 20 °С и общей массы капли воды составляет 0,01 кг. Начальная массовая доля паров воды равна 0. Ожидается, что капли будут все испариться в течение примерно 10 с. Рисунок 8.7 показывает среднюю энтальпию, влажность, плотность, температура, давления и массы водяного пара внутри коробки. Сплошной горизонтальной линией обозначают ожидаемые стационарные значения.

### 8.7.2 Пример 2

Во втором примере, размеры короба составляют 40 см на стороне, и начальная температура составляет 500 °С. Существует только один фиктивно большие капли воды в коробке, диаметр которого составляет 10 см, а температура которой составляет 20 °С. Начальная массовая доля паров воды равна 0. Ожидается, что вода будет испаряться до Воздух в коробке является насыщенным. Аналитическое решение для стационарного состояния является производным от первого закона термодинамики и уравнения Клапейрона-Клаузиуса, считая, что температура жидкости вода равна температуре воздуха в стационарном состоянии.

### 8.7.3 Пример 3

В третьем случае, размеры короба составляют 1 м на стороне, начальная температура составляет 500 °С, начальный диаметр всех капель составляет 200 мм, температура воды 20 °С, и общая масса воды капли составляет 0,1 кг. Начальная массовая доля паров воды равна 0. Ожидается, чтобы достичь насыщения состояния. Как и во втором случае, аналитическое решение для стационарного состояния происходит от первого принципа термодинамики и уравнения Клапейрона-Клаузиуса, считая, что температура жидкости вода равна температуре воздуха в стационарном состоянии.

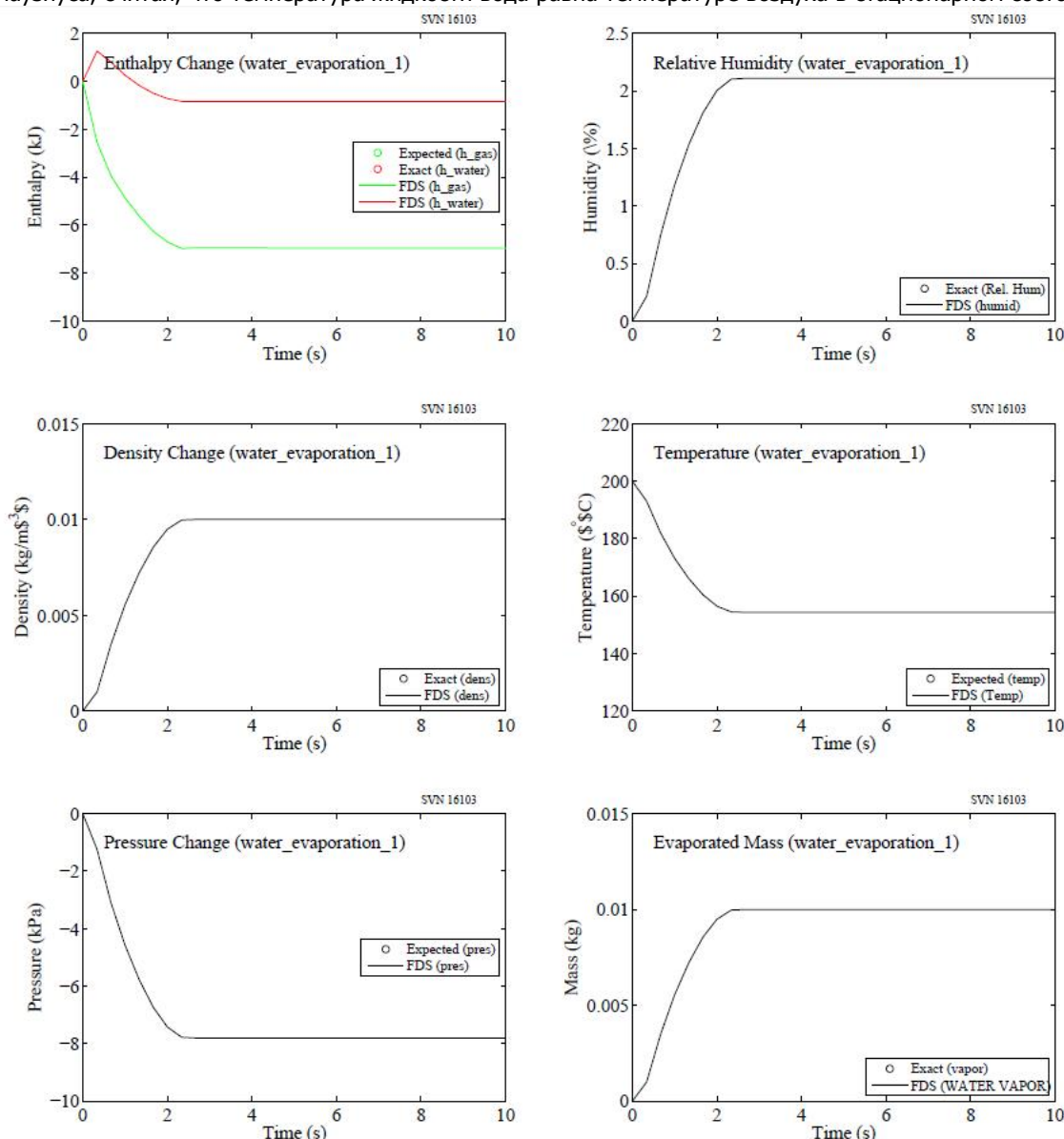


Рис. 8.7: Выходные данные тестового примера water\_evaporation\_1.

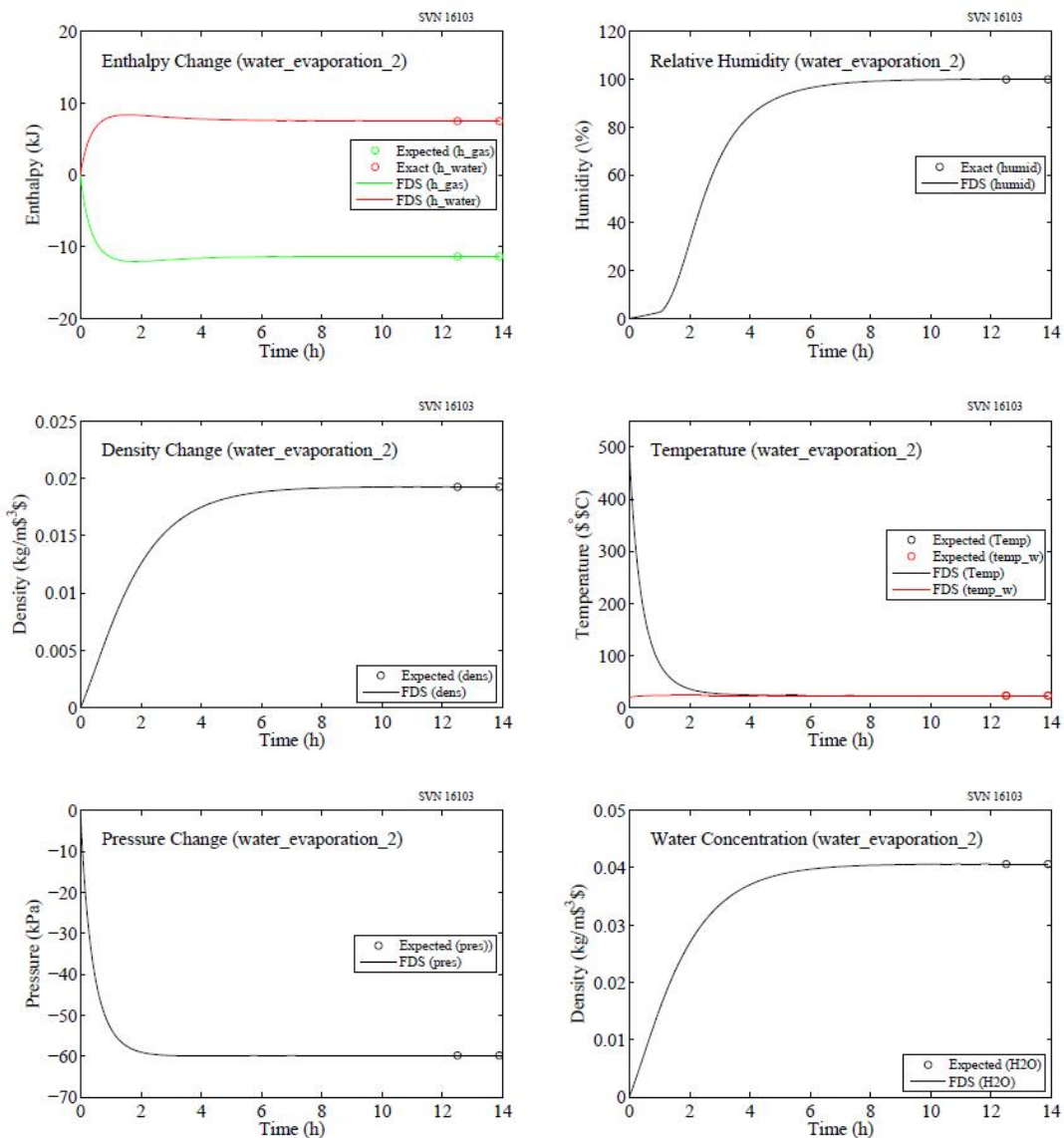


Рис. 8.8: Выходные данные тестового примера water\_evaporation\_2.

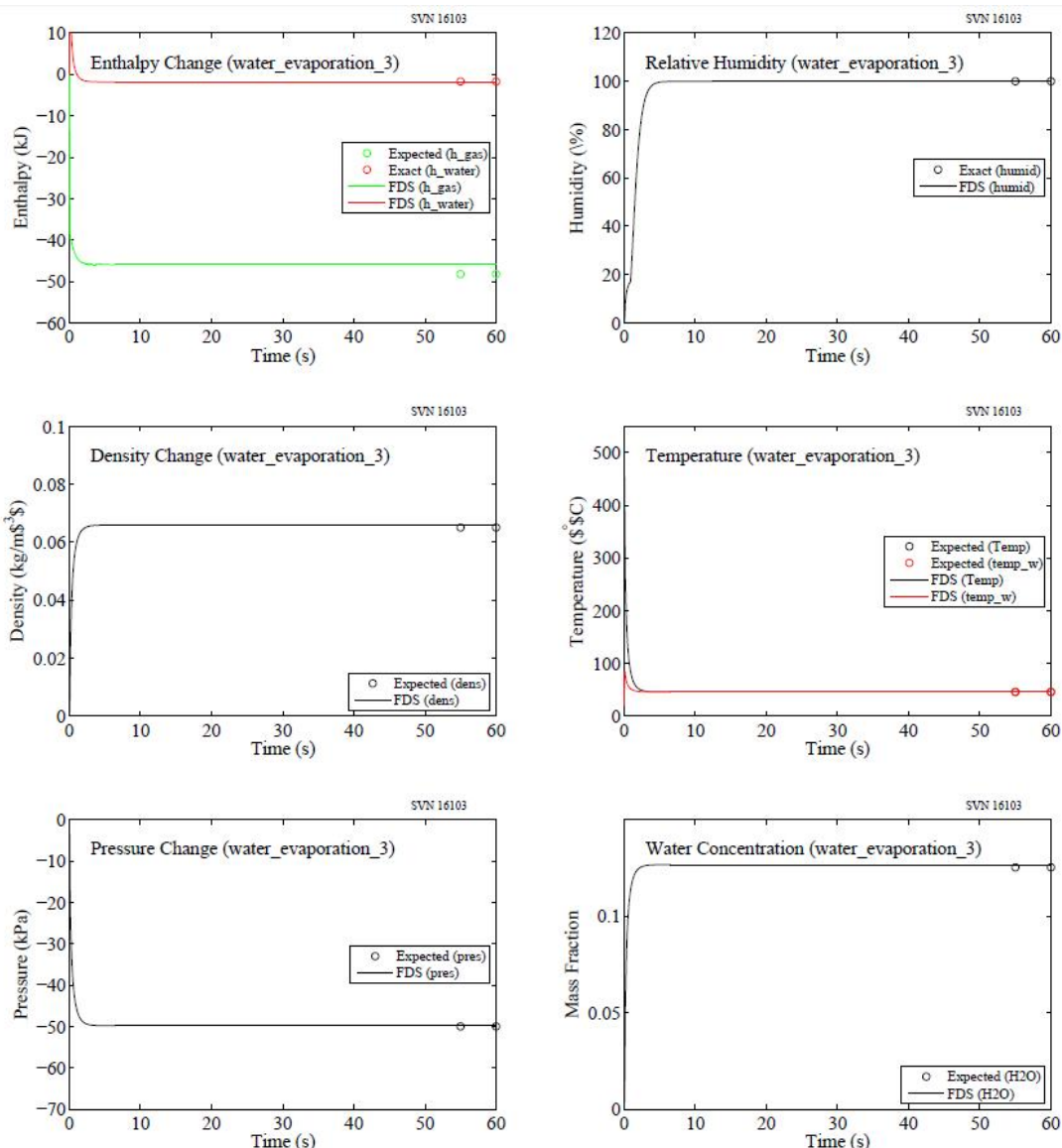


Рис. 8.8: Выходные данные тестового примера water\_evaporation\_3.

#### 8.7.4 Случай 4

В четвертом случае, воздухе при 500 °C под давлением через длиной 3 м и шириной 1 м, 1 м высотой туннеля на расстоянии 1 м/с. Капли воды со средним диаметром объемный 20 мм вводятся в середине туннеля со скоростью 0,05 кг / с, начиная с 10 с. Температура воды 20 °C. Массовая доля водяного пара в горячую воздуха, поступающего в туннеле 0. Вода испаряется примерно на том же скорости, с которой он вводится. Рис 8.10, слева, отображается время истории энтальпии потока из туннеля. Скорость энтальпии потока сухого горячего воздуха 228 кВт выше окружающей его значение, и это значение падает приблизительно до 100 кВт примерно через 20 с. Испарения воды капель извлечения энергии из горячего газа со скоростью

$$(4.184 \text{ кДж/кг/К} \times 80\text{К} + 2260 \text{ кДж/кг} \times 0,05 \text{ кг/с} = 130 \text{ кВт} \quad (8.10)$$

#### 8.7.5 Пример 5

Данное испытание включает в себя испарение единственной капли воды в относительно сухом воздухе. Сравнение с фактическим измерением [82], где 1 мм капли воды сокращается до примерно 0,3 мм примерно за 10 мин (см. рис. 8.10, справа). В отличие от других случаев выше, этот случай проверяет предсказать скорость испарения, не окончательный устойчивого состояния.

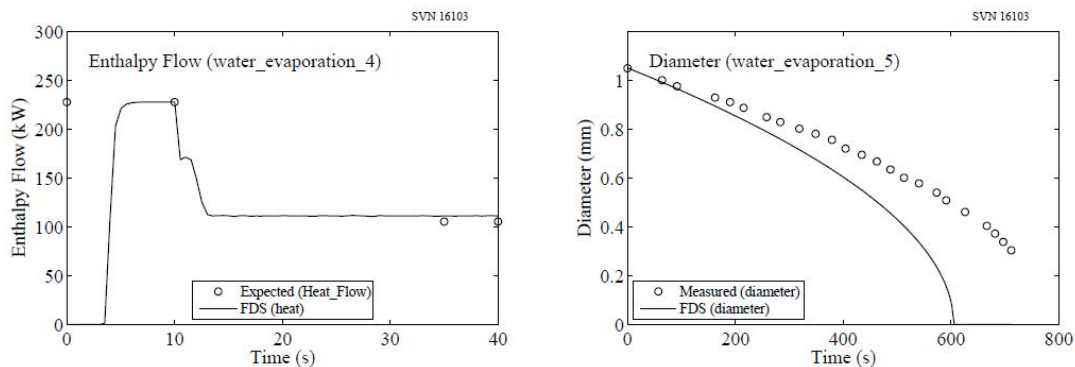


Рис. 8.10: Выходные данные тестового примера water\_evaporation\_4 и 5.

### 8.7.6 Пример 6

Этот случай проверяет сохранения энергии между каплями, поверхностями и газа. 1 м<sup>3</sup> коробка заполнена 1 кг газа ( $p = 1$  кДж/(кг·К) и  $W = 28$  г/моль) при начальной температуре 100 °С. Ящик заполнен 0,1 кг капель ( $p = 2$  кДж/(кг·К)), которые испаряются к газу. Капли имеют начальную температуру 20 °С, точка замерзания 0 °С, температура кипения 100 °С, и средний диаметр 0,2 мм. Все стены, кроме этаже адиабатическим. Пол термически тонких (например, высокой проводимости по сравнению с его толщина) имеет общую массу 1 кг, теплоемкость 1 кДж/(кг·К) и начальной температуре 250 °С. В стационарном состоянии все капли будет испарились, стены и газа будет на 172,0 °С и повышение давления будет 34 600 Па (см. рис. 8.11).

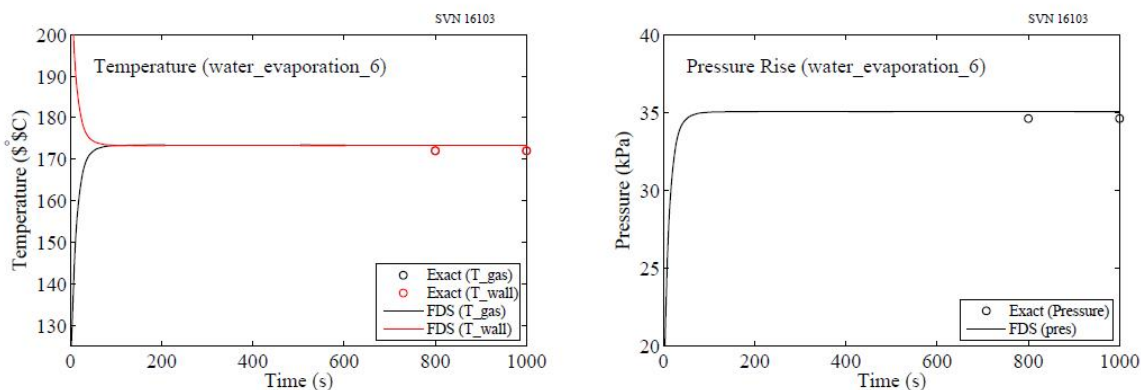


Рис. 8.11: Выходные данные тестового примера water\_evaporation\_6.

### 8.7.7 Пример 7

В этом случае газовая горелка расположена вблизи нижней части 1 м x 1 м на 5 м вертикальный канал, стенки которого выполнены из тонкого листа изолированной стали. Воздух при температуре окружающей среды принудительно нагнетают на дно канала на расстоянии 1 м / с. Монодисперсных капель воды диаметром 2000 нм вводятся через сопло в середине канала со скоростью 1 л / мин, начиная с 60 сек. Температура воды 20 °С, и брызги направлено на стены с начальной скоростью 5 м / сек. Вода полностью испаряется, прежде чем она стекает в нижнюю часть канала. Рис 8.12 показывает баланс энергии для этого случая. Скорость выделения тепла, HRR, огня, как ожидается, составит 320 кВт. Скорость, с которой капли воды извлечения энергии из системы,  $Q_{PART}$ , как ожидается, будет

$$-(4.184 \text{ кДж/кг/К} \times 80\text{К} + 2260 \text{ кДж/кг} \times 1/60 \text{ кг/с} = -43.2 \text{ кВт} \quad (8.11)$$

Сумма всех терминов,  $Q_{TOTAL}$ , как ожидается, будет равен нулю. Три других величин,  $Q_{COND}$ ,  $Q_{RADI}$ ,  $Q_{CONV}$ , все имеют разумные значения, но нет никакого способа определить точные значения.



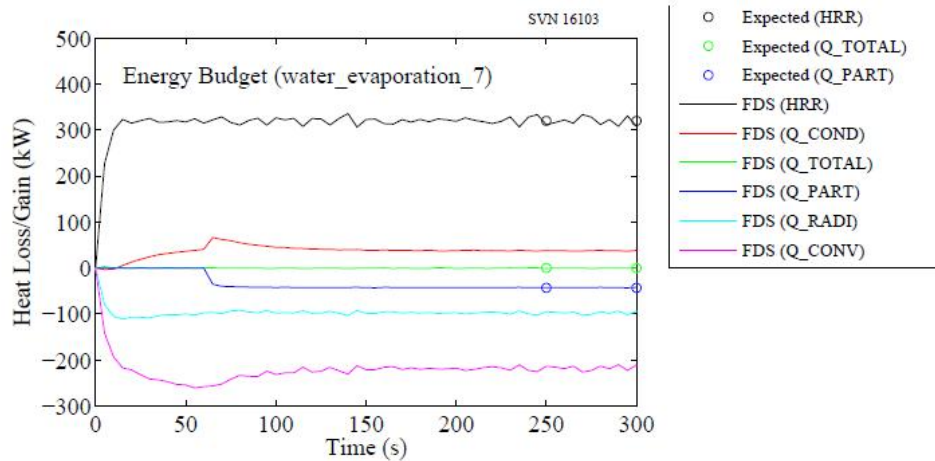


Рис. 8.12: Выходные данные тестового примера water\_evaporation 7.

### 8.8 Скорость потока и трубопроводные сети (flow\_rate\_2)

В этом случае тест четырех разбрызгиватели помещаются в комнате. Первые три опрыскивателя на одной трубе сети (PIPE\_INDEX = 1) и четвертый спринклера во второй сети труб (PIPE\_INDEX = 2). Спринклеры определены с давлением рампы так, что все спринклеры в подающем трубопроводе сети в сочетании со скоростью 10 л / мин, независимо от количества открытых головы. Разбрызгиватели планируется открыть каждые 15 с и закрылись на уровне 60 с. Через 45 с, первые три спринклеры открыли для сочетании скорости потока 10 л / мин и накопленной воды массой 7,5 кг. В 60 с, четвертый разбрызгиватель протекающий при 10 л / мин плюс первые три спринклеры протекающий при 10 л / мин дали 12,5 кг воды.

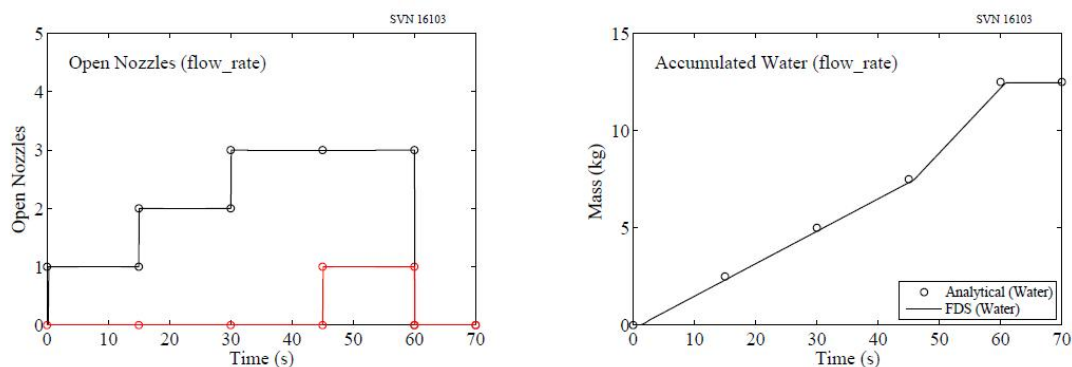


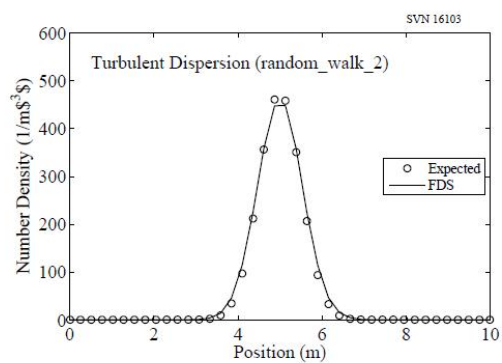
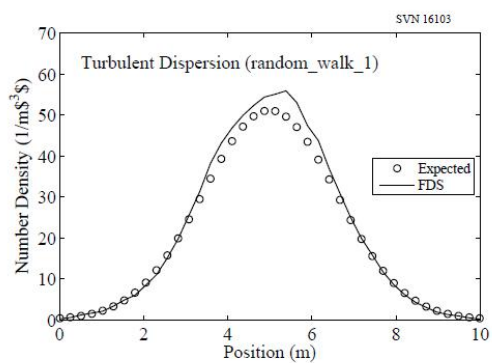
Рис. 8.13: Выходные данные тестового примера flow\_rate\_2.

### 8.9 Турбулентных дисперсий (random\_walk)

Два случая в опытную турбулентной дисперсии трассирующих частиц. Трассирующих частиц, вводят в канал с устойчивым ламинарного потока со средней скоростью 1 м/сек. В первом случае (random\_walk\_1), коэффициент диффузии имеет значение  $D = 0.0834 \text{ м}^2/\text{с}$  (это значение результатов установки динамическая вязкость  $\tau = 0.1 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$  при окружающей плотности  $\rho = 1.199 \text{ кг}/\text{м}^3$  и число Шмидта единицы). Во втором случае (random\_walk\_2), коэффициент диффузии установлен в  $D = 0.00834 \text{ м}^2/\text{с}$ . Результаты сравниваются с классическим результатом Эйнштейна для броуновского движения [83]:

$$f(z,t) = \frac{n}{4\pi D} \frac{\exp(-z^2/4Dt)}{\sqrt{t}} \quad (8.12)$$

где  $f(z,t)$  – плотность числа частиц при боковом расстоянии  $z$  от источника в момент времени  $t$ ,  $n$  – общее число частиц в системе. Фаза доплеровского анализатора частиц (НДПА) настроен на измерение количества концентрации на выходе из канала как функцию высоты,  $z$ . Выход составляет 15 м ниже по течению от точки источника частиц индикатора. При средней скоростью 1 м/с, время берется как  $t = 15 \text{ с}$ . FDS результаты сравниваются с эквалайзером. (8.12) на Рис. 8.14.



**Рис. 8.14: Дисперсия турбулентности частиц локализации тестовых примеров random\_walk.**

## ГЛАВА 9. ОТОПЛЕНИЕ, ВЕНТИЛЯЦИЯ И КОНДИЦИОНИРОВАНИЕ (HVAC)

### 9.1 Потери потока в воздуховоде (HVAC\_flow\_loss)

Снижение давления в результате постоянного потока в воздуховоде определяется следующим уравнением:

$$\Delta p = \frac{K \rho u^2}{2} \quad (9.1)$$

где  $K$  – коэффициент потерь в воздуховоде,  $\rho$  – плотность газа, а  $u$  – средняя скорость. В данном примере, воздуховод разделен с помощью ответвительной муфты на два канала. Все каналы имеют одинаковую площадь поперечного сечения. Для основного канала назначается постоянная скорость потока 0,3 м³/с. Для двух других каналов назначаются коэффициенты потерь 4 и 16 и выходные отверстия на той же высоте. Уравнение (9.1) показывает, что, поскольку канал, разделенный на две ветви имеет одинаковое давление на выходных отверстиях, стационарные скорости в трех каналах должно быть 3 м/с, 2 м/с и 1 м/с.

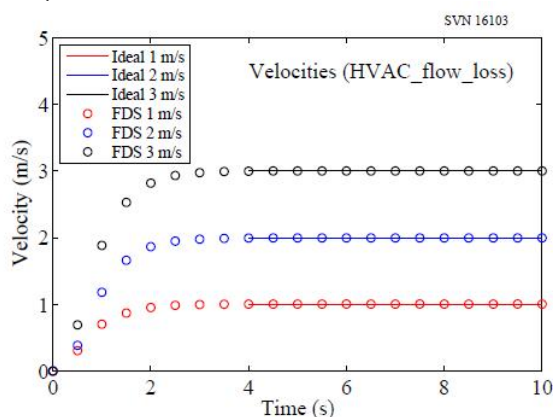


Рис. 9.1: Канальный скоростей в трех каналах с различными коэффициентами потерь.

### 9.2 Потери в узлах потока (HVAC\_tee\_loss\_1 и HVAC\_tee\_loss\_2)

Данные два примера используют такую же геометрию, как в разделе 9.1. Однако вместо потерь предписанных каналам, потери предписываются узлам каналов. В первом случае, HVAC\_tee\_loss\_1, поток поступает в основной этап ти. Вторичных ветвей назначены потерь коэффициентов 15 и 3 и выпускным узлов назначаются потери 1. Это дает общих потерь 16 и 4. Во втором случае, HVAC\_tee\_loss\_2, поток выходит из основной этап ти. Канальные направления меняются местами так, что знак на скорость остается такой же, как в первом случае. Те же самые потери потока назначены. Ожидается, что канал скоростей в обоих случаях должно быть 3 м/с, 2 м/с и 1 м/с.

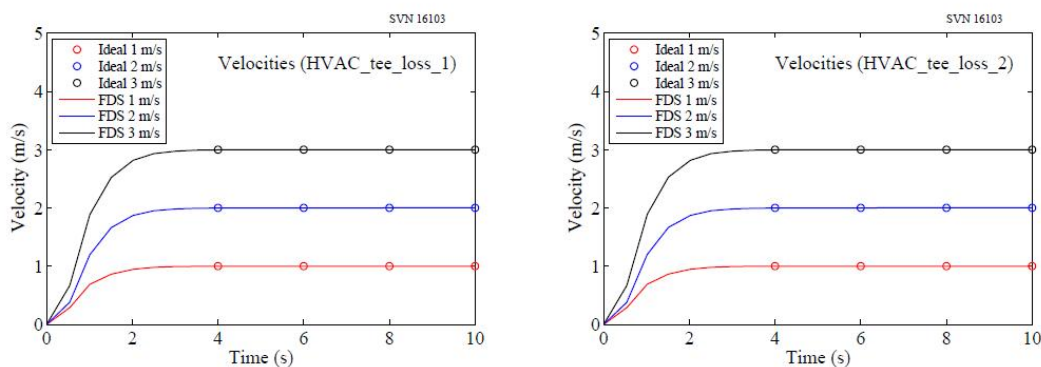


Рис. 9.2: Канальный с различными скоростями потери узла.  
HVAC\_tee\_loss\_1 (слева) и HVAC\_tee\_loss\_2 (справа).

### 9.3 Сохранение массы HVAC (HVAC\_mass\_conservation)

1 м x 1 м x 1 м отсек инициализируется нижней половине отсек наполняется видов называемый spec1 с той же молекулярной массой, как воздух, см. рис 9.3. Системы вентиляции и кондиционирования двух каналов создается с одним каналом принимать всасывание из нижней половине (красный клапаны) и разрядки в верхней половине (синий клапаны), а второй канал принимает всасывание из верхней половине (зеленый клапаны) и разрядки в нижняя половина (желтый Vent). Два канала, обозначены одинаковыми объемный расход. Ожидается, что суммарная масса в отсеке будет сохраняться, что масса второго вида будет сохраняться (50% от общей массы), а в начале вычисления файла слоя видов покажет чистый окружающей сбросом в нижней половине и чисто spec1 сбросом в верхней половине.

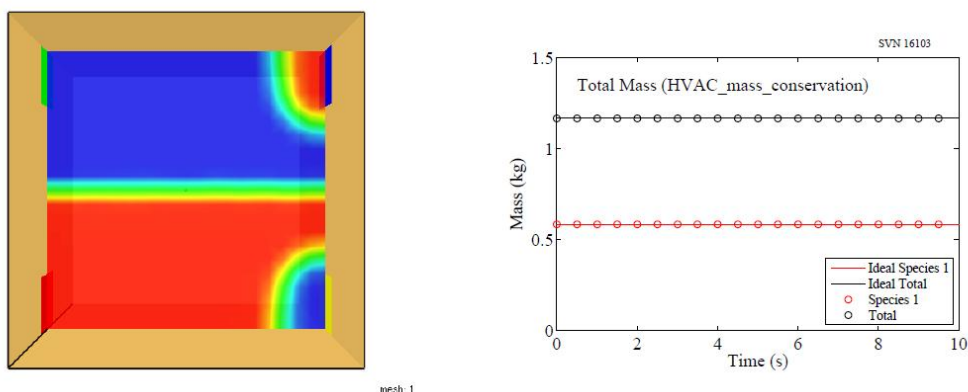


Рис. 9.3: Массовая доля SPEC1 на 1 с (слева) и SPEC1 и общая масса (справа).

#### 9.4 Энергосбережение и давление HVAC (HVAC\_energy\_pressure)

1 м x 1 м x 1 м коробка разделяется на две равные отсека вертикальной стенкой, см. рис 9.4. Окружающей видов определяется с молекулярной массой 28 г / моль, теплоемкость 1 кДж / кг / К и удельной энтальпии 298,15 кДж / кг при нормальной температуре 298,15 К. левой стороне отсека инициализируется удвоенной температуры окружающей среды. Простая система HVAC каналов создается. Первый канал занимает всасывания из нижней левой половине и впадает в нижнюю правую половину и дается площадью 0,1 м<sup>2</sup> и фиксированной объемный расход 0,1 м<sup>3</sup> / с. Второй трубопровод размещен в верхней половине отсека и назначается поток потери 1 и площадью 0,01 м<sup>2</sup>. Ожидается, что верхний и нижний канал скоростей будет 10 м / с и 1 м / с, соответственно, полная энергия будет сохраняться, что в начале вычисления горячий газ будет видно входе в нижнем правом углу и холодного газа, поступающего верхнем левом углу, и что в конце вычисления разности давлений между двумя сторонами будет 43,6 Па на основе уравнения 9.1

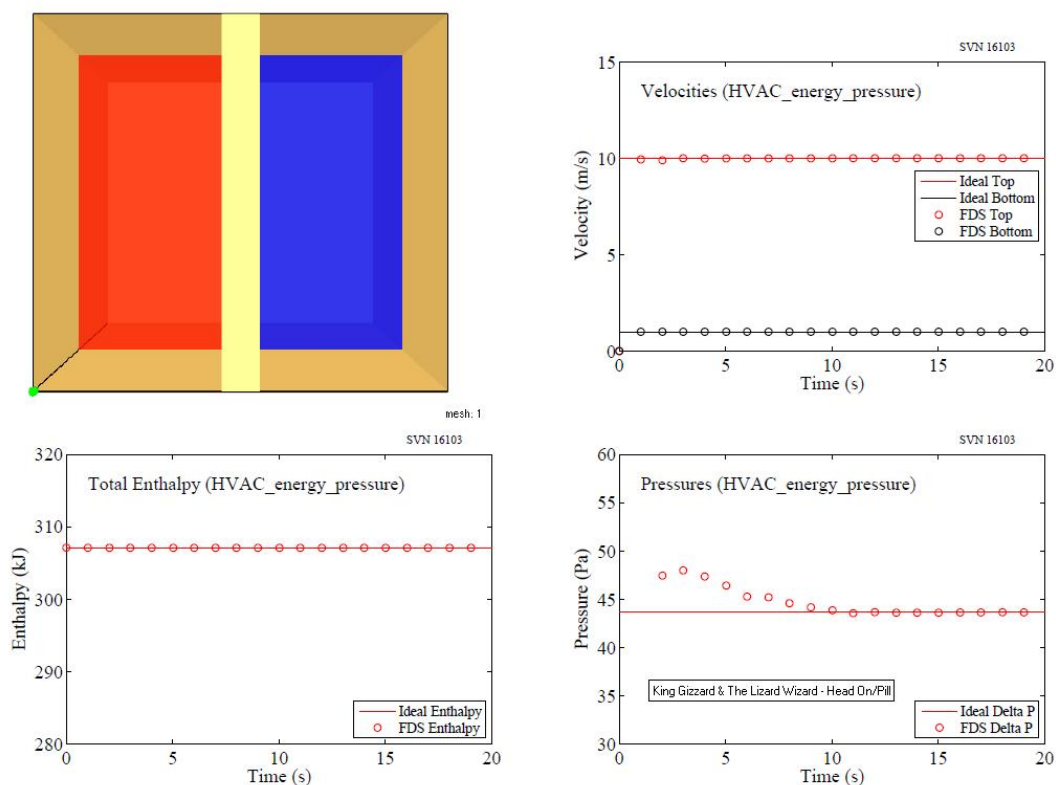


Рис. 9.4: По часовой стрелке от верхнего левого: Температура в 1 с, скорости канала, полной энтальпии в домене, и канал для давления узла верхнего воздуховода.

#### 9.5 Амортизаторы HVAC (HVAC\_damper)

Пример HVAC\_damper представляет собой простой канал сеть из трех каналов, соединенных тройником. Демпфер присутствует в одном из каналов и связанный с DEVC, который изменит состояние на 10 с. С заслонка открыта, соответствующие скорости канала потока должна быть 3 м/сек, 1 м/с и 2 м/с. Когда клапан закрывается, соответствующий канал скоростях потока должна быть 3 м/с, 3 м/с, 0 м/с. Результаты этого показаны на Рис. 9.5.

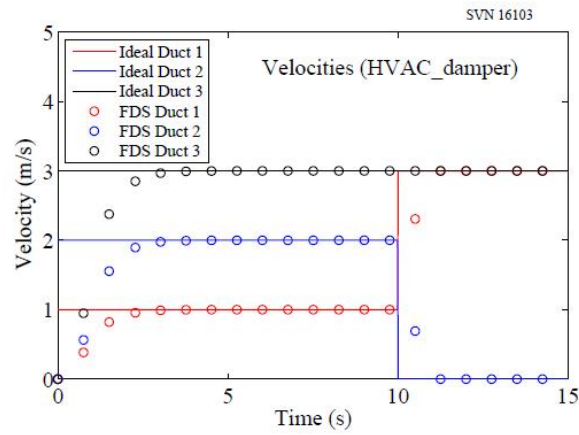


Рис. 9.5: Простая сеть воздуховодов с демпфером, пример HVAC\_damper.

### 9.6 Амортизаторы HVAC (HVAC\_filter)

Пример HVAC\_filter демонстрирует случай использования входного фильтра. Помещение  $1 \text{ м}^3$  инициализируется в виде твердых частиц с массовой долей 0,001. 100% эффективный фильтр с чистой потерей 1 и загрузка потери 7732,446 кг  $\square$  1 ( в сумме дает потерю 10, когда все сажи в отсеке отфильтровывается). Квадратичной вентилятора  $0,01 \text{ м}^2$  канал с максимальным давлением 20 Па и максимальный расход  $0,2 \text{ м}^3/\text{с}$  занимает всасывания с одной стороны отсека и впадает в друга. Со временем фильтр удаляет частицы из отсека. Тем не менее, поскольку фильтр потери увеличиваются с массой частиц отфильтровывают, скорость удаления будет уменьшаться с течением времени. Применение сохранения энергии в отсек и устойчивое состояние канала уравнение импульс к каналу, можно решить за температурой и отделение давления и скорости воздуха в воздуховоде. Эти результаты вместе с загрузкой фильтра и масса частиц в отсеке показаны на рисунке 9.6.

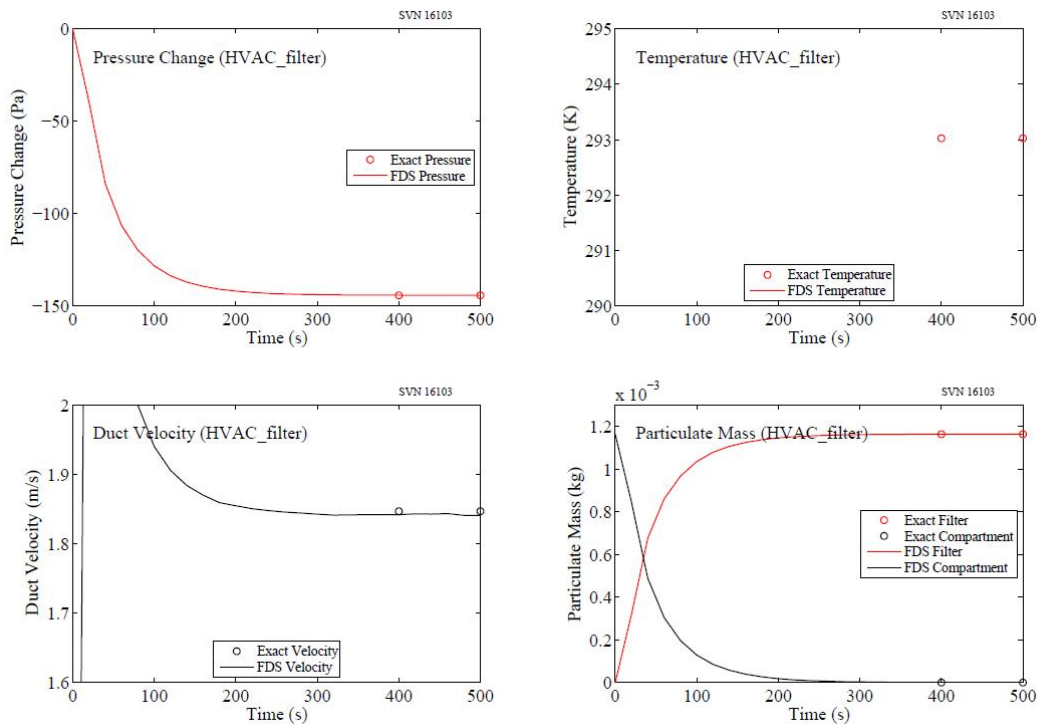


Рис. 9.6: Отсек давления (вверху слева), отсек температуры (вверху справа), скорости воздуха в воздуховоде (внизу слева), и массы твердых частиц в отсеке и на фильтре (внизу справа).

### 9.7 Вентиляторы HVAC (fan\_test)

Два отделения имеют общую стену. Оба отсека рассматриваются как отдельные «зоны давления». Два,  $0,04 \text{ м}^2$  HVAC протоки определены. Один имеет квадратичную вентилятор с максимальной объемный расход  $0,16 \text{ м}^3/\text{с}$  и срыв давления 10 Па второй открытый канал с потоком потерю 10. Объемный расход через вентиляторы получается из уравнения:

$$\dot{V}_{\text{fan}} = \dot{V}_{\text{max}} \text{sign}(\Delta p_{\text{max}} - \Delta p) \sqrt{\frac{\Delta p - \Delta p_{\text{max}}}{\Delta p_{\text{max}}}} \quad (9.2)$$

$\dot{V}_{\max} = 0,16 \text{ м}^3/\text{с}$  – максимальная мощность вентилятора из зоны 1 к зоне 2, а  $0,2 \text{ м/с}$  – скорость потока из зоны 2 в зону 1.  $\Delta p_{\max} = 10 \text{ Па}$  – максимальная разность давления, с которой может работать вентилятор. В стационарном состоянии, объем потока из отсека в отсек должны быть равны и противоположны по знаку. Это происходит, когда положительное давление добавлены вентилятор равна падение давления за счет снижения расхода,  $K$ , через обратный канал. Объемный расход через канал для данной падение давления может быть найден из уравнения импульса канала игнорируя все точки зрения, но потери напора:

$$\dot{V}_{\text{fan}} = A_{\text{duct}} \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho K}} \quad (9.3)$$

Приравнивание приведенного выше уравнения к уравнению (9.2), позволяет определить снижение давления:

$$\sqrt{\frac{2|p_2 - p_1|}{(1,2 \text{ кг/м}^3)10}} (0,04 \text{ м}^2) = (0,16 \text{ м}^3/\text{с}) \sqrt{\frac{|p_1 - p_2 - 10 \text{ Па}|}{10 \text{ Па}}} \quad (9.4)$$

Решение  $P_2 = 4,05 \text{ Па}$  и  $P_1 = \square 4,05 \text{ Па}$  (см. рис. 9.7). Обратите внимание, что знак объемного потока в канале указывает, является ли поток перемещается из первого узла во второй (положительный) или второго узла к первому (отрицательный). Это соглашение может сделать эти виды расчетов немного сложнее.

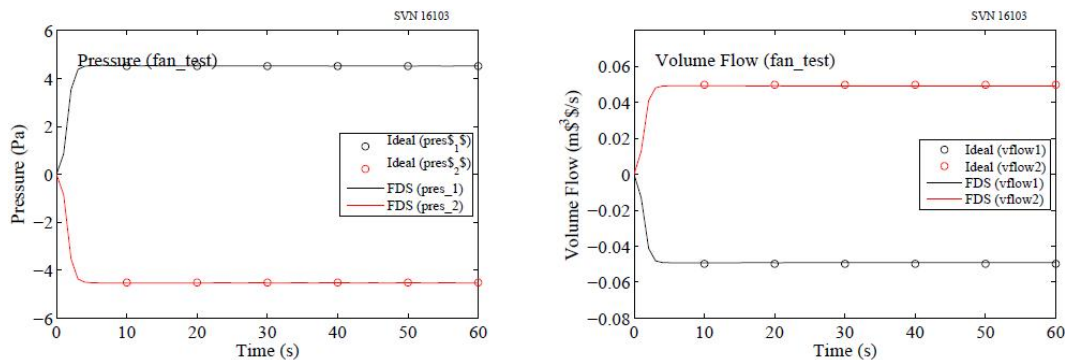


Рис. 9.7: Поток давления и объема для fan\_test.

## 9.8 Утечка

В следующих примерах представлены утечки и вентиляторы.

### 9.8.1 Утечки единичной зоны (leak\_test)

Два помещения (каждое  $3,6 \text{ м}$  на  $2,4 \text{ м}$  на  $2,4 \text{ м}$ ) связаны небольшим вентилятором и утечкой в полу. Объемный поток вентилятора задается "кривой вентилятора"

$$\dot{V}_{\text{fan}} = A_{\text{duct}} U_{\max} \text{sign}(\Delta p_{\max} - \Delta p) \sqrt{\frac{\Delta p - \Delta p_{\max}}{\Delta p_{\max}}} \quad (9.5)$$

где  $\Delta p$  – разница в давлении, а  $A_{\text{duct}} = 0,1 \text{ м}^2$ ,  $U_{\max} = 0,6 \text{ м/с}$ , а  $\Delta p_{\max} = 300 \text{ Па}$ . Общий поток вследствие утечки определяется с помощью уравнения:

$$\dot{V}_{\text{leak}} = A_{\text{leak}} \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (9.6)$$

где  $A_{\text{duct}} = 0,0001 \text{ м}^2$ , а  $\rho$  – плотность со стороны нагнетания. Приравнивая объемные скорости потока вентилятора и утечки, мы можем решить  $\Delta p$ . Результаты показаны на Рис. 9.8.



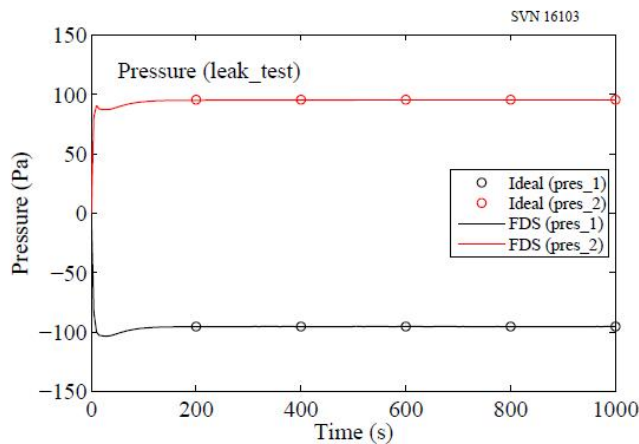


Рис. 9.8: Рост давления в герметичных отсека с утечкой.

### 9.8.2 Утечка множественной зоны (leak\_test\_2)

Этот случай начинается с того же входа в качестве leak\_test. Второй вентиляционный утечки добавляется к полу нагнетательной стороне вентилятора. Это вентиляционные утечки в окружающую среду. Когда моделирование включает вентилятор нагнетает воздух из одного отсека в другой. Когда давление повышается, утечки увеличивается до скорости утечки потока не равна скорости потока вентилятора. Поскольку некоторые воздуха из внутреннего отсека выбросом в окружающую, среднее давление два отсека уменьшается до давления внутренний отсек не равна температуры окружающей воздуха. В этот момент времени, нет больше утечка наружу и скорость вентилятора равна скорости утечки потока между двумя отсеками. Учитывая области утечки и кривой вентилятора, это происходит, когда разность давлений между двумя отделениями такой же, как разность давлений от leak\_test, только теперь стороне нагнетания должно быть 0 Па

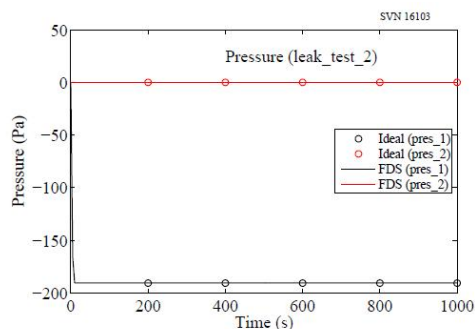
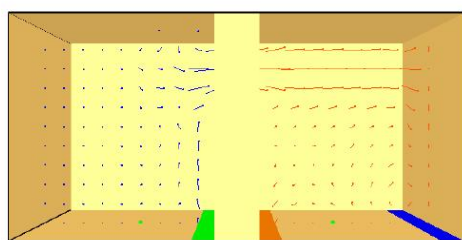
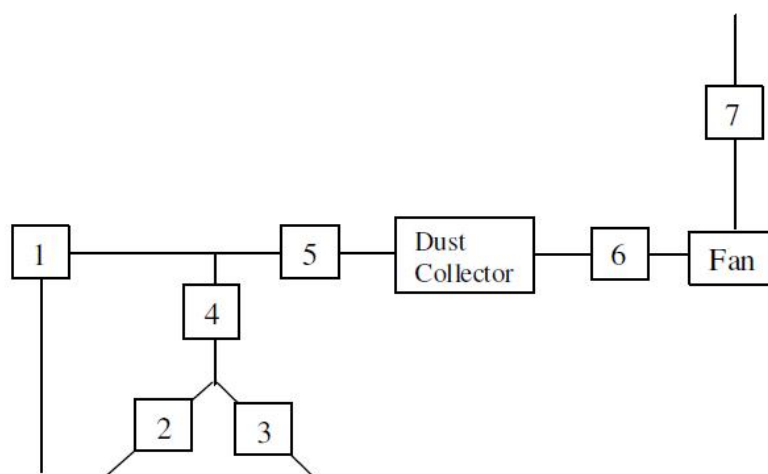


Рис. 9.9: векторные участок давления на 10 с геометрией обреза, чтобы показать интерьеры отсек (слева) и участок зоны давления (справа).

### 9.9 ASHRAE Пример задачи 7 (ashrae\_7\_fixed\_flow, ashrae\_7\_quadratic и ashrae\_7\_table)

ASHRAE Пример задачи 7 [84] простая система вентиляции и кондиционирования, которая представляет металла выхлопной системы для машины магазина, где частицы из трех частей оборудования, удаляются пылесборника. Сети, показанной на Рис. 9.10, состоит из трех входов, два тройники, пылесборник, и вентилятор. Длины, диаметра, и потери на трение для всех компонентов, указанных, а также скорость потока вентилятора. Перепада давления и скорости потока может быть вычислена вручную. Кроме того, перечислены в табл. 9.10 являются предсказал падение давления для вентилятора с фиксированной скоростью потока, вентилятор с квадратичной кривой вентилятора ( $MAX\_FLOW = 2,4094$ ,  $MAX\_PRESSURE = 3000$ .), Который включает в фиксированном состоянии потока (т.е. расход  $1,45 \text{ м}^3 / \text{с}$  и Перепад давления  $1913,5 \text{ Па}$  от фиксированных моделирования потока сидит на кривой второго порядка), и вентилятор с рампой для определения той же кривой второго вентилятора на 500 интервалов Па. Рука расчеты предположить постоянной плотностью, в то время как вычисление FDS будет иметь немного неоднородна плотность в сети из-за перепада давления. Ожидается, что там будет небольшая разница, что будет еще более заметным при более высоких изменения давления. Кроме того, так как указания кривой вентилятора через таблицу результатов кусочно-линейной аппроксимации, ожидается, что пользовательские результаты кривой вентилятора будет незначительно отличаться от квадратичной и фиксированные результаты потока.





Номер канала	1	2	3	4	5	56	6	7
Эксперимент	716.200	441.200	441.200	275.000	121.300	731.100	32.200	313.200
Фиксированный поток	714.620	440.266	440.267	274.366	121.002	729.080	32.124	312.150
Квадратный	715.683	440.920	440.921	274.775	121.183	730.173	32.172	312.612
Таблица	713.913	439.830	439.831	274.095	120.883	728.347	32.093	311.848

**Рис. 9.10: Схема ASHRAE Пример проблемы 7 и таблицу перепады давления при фиксированной кривой вентилятора, квадратичной кривой вентилятора, и таблицы, определенной кривой вентилятора.**

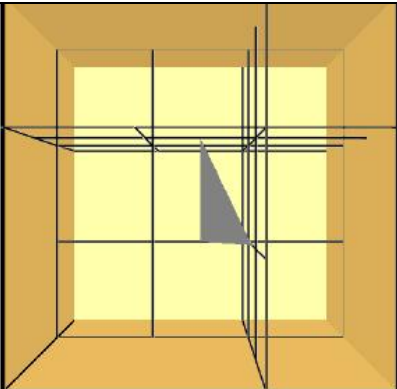
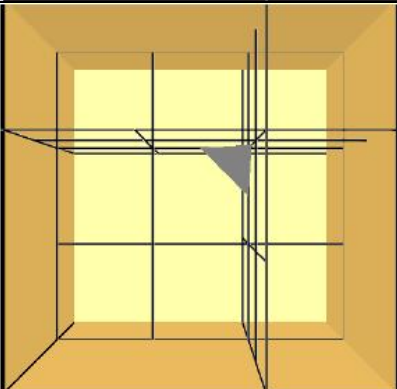
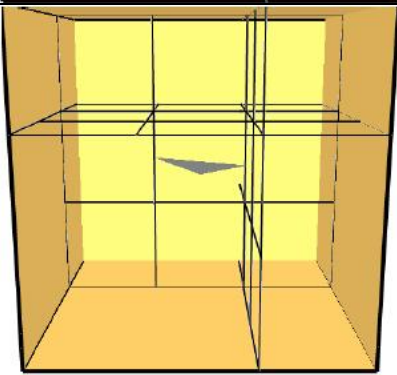
## ГЛАВА 10. НЕСТРУКТУРИРОВАННАЯ ГЕОМЕТРИЯ

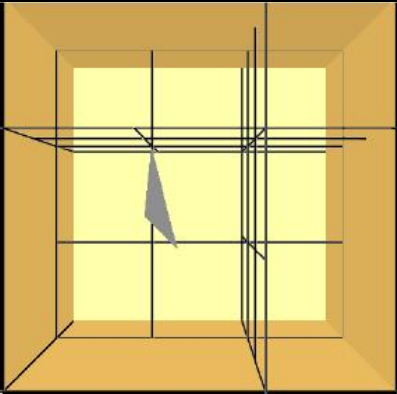
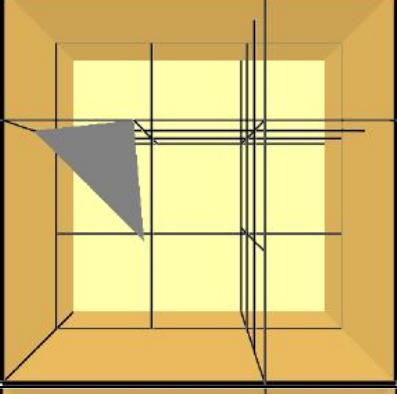
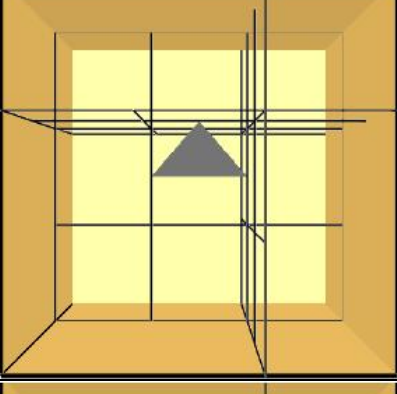
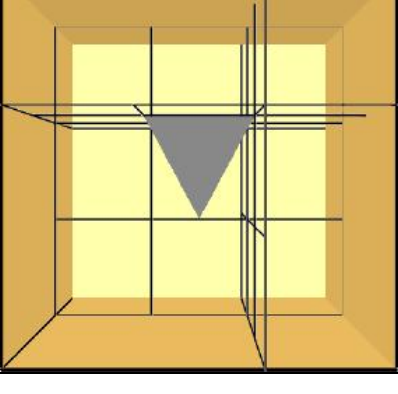
### 10.1 Алгоритм скошенных ячеек (tri\_cube\_cut\_cell\_test)

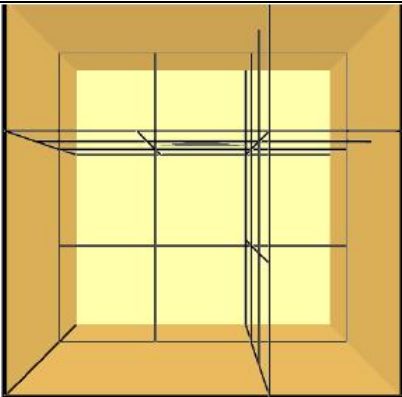
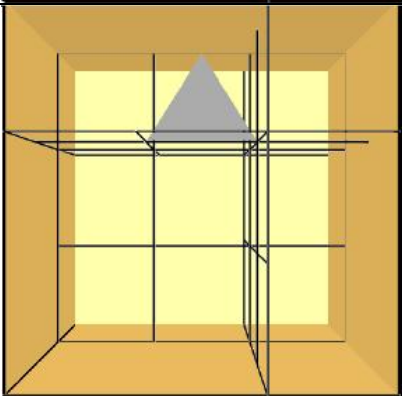
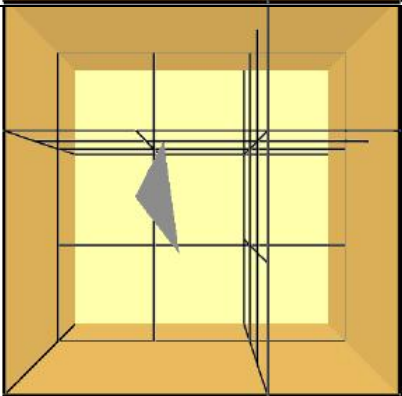
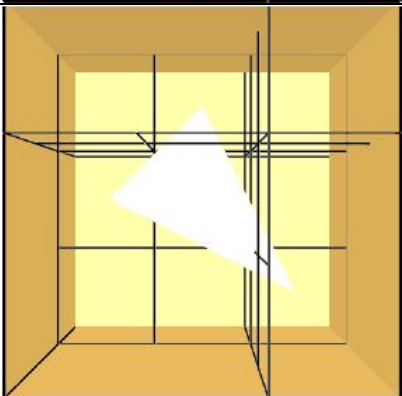
Алгоритм скошенных ячеек разработан для расчета области пересечения между треугольной и граничной рамкой (например, декартовой ячейкой сетки). Сложно напрямую вычислить область пересечения, поскольку форма пересечения, как правило, представляет собой неправильный многоугольник. Вычисление площади можно разделить на три этапа. Первый этап: получение точек, с которыми заданная в виде треугольника плоскость пересекается с граничными краями рамки. Эти точки сортируются, чтобы получить промежуточный многоугольник. Обратите внимание, что этот промежуточный многоугольник находится в той же плоскости, что и треугольник с синими гранями. Второй этап заключается в определении всех вершин конечного многоугольника пересечения посредством проверки, пересекаются ли края треугольника с краями промежуточного многоугольника. И, наконец, площадь можно легко вычислить для конечного многоугольника, который в данном примере исследования всегда является выпуклым.

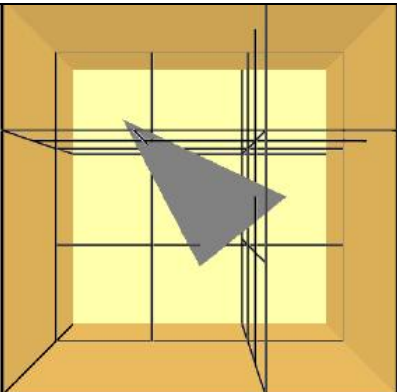
В таблице ниже приведены двенадцать примеров, в которых различные треугольники пересекаются с граничной рамкой. NXP обозначает вершины многоугольника пересечения, площадь которого рассчитывается, как показано далее. Примеры с (1) по (4) и с (6) по (8) содержат пересечение с правильным треугольником. Примеры (5) и (9) содержат пересечение точки и линии с нулевой площадью. Примеры (10), (11) и (12) представляют собой более сложные случаи. Многоугольник пересечения содержит 6 (шесть), семь (7) и 9 (девять) вершин соответственно.

**Таблица 10.1. Обзор примеров алгоритма скошенных ячеек.**

Номер примера	Изображение	Площадь треугольника	NXP	Площадь скошенной ячейки	Общая площадь скошенной ячейки
1		0.4330	3	0.4330	0.4330
2		0.2165	3	0.2165	0.2165
3		0.3750	3	0.3750	0.3750

4		0.2179	3	0.2179	0.2179
5		0.8660	1	0.8660	0.8660
6		0.5590	3	0.5590	0.5590
7		0.7071	3	0.7071	0.7071

8		0.2750	3	0.2750	0.2750
9		0.7071	2	0.7071	0.7071
10		0.3766	5	0.2945	0.3766
11		1.2150	7	0.8150	1.2150

12		1.4614	9	1.1367	1.4614
----	---	--------	---	--------	--------

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] 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
- [2] 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, 1, 9
- [3] W. Mell, K.B. McGrattan, and H. Baum. Numerical Simulation of Combustion in Fire Plumes. In Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, pages 1523–1530. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1996. 3
- [4] K.B. McGrattan, H.R. Baum, and R.G. Rehm. Large Eddy Simulations of Smoke Movement. Fire Safety Journal, 30:161–178, 1998. 3
- [5] H.R. Baum, R.G. Rehm, P.D. Barnett, and D.M. Corley. Finite Difference Calculations of Buoyant Convection in an Enclosure, Part I: The Basic Algorithm. SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, 4(1):117–135, March 1983. 3
- [6] H.R. Baum and R.G. Rehm. Finite Difference Solutions for Internal Waves in Enclosures. SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, 5(4):958–977, December 1984. 3
- [7] H.R. Baum and R.G. Rehm. Calculations of Three Dimensional Buoyant Plumes in Enclosures. Combustion Science and Technology, 40:55–77, 1984. 3
- [8] R.G. Rehm, P.D. Barnett, H.R. Baum, and D.M. Corley. Finite Difference Calculations of Buoyant Convection in an Enclosure: Verification of the Nonlinear Algorithm. Applied Numerical Mathematics, 1:515–529, 1985. 3
- [9] K.B. McGrattan, T. Kashiwagi, H.R. Baum, and S.L. Olson. Effects of Ignition and Wind on the Transition to Flame Spread in a Microgravity Environment. Combustion and Flame, 106:377–391, 1996. 4
- [10] T. Kashiwagi, K.B. McGrattan, S.L. Olson, O. Fujita, M. Kikuchi, and K. Ito. Effects of Slow Wind on Localized Radiative Ignition and Transition to Flame Spread in Microgravity. In Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, pages 1345–1352. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1996. 4
- [11] W. Mell and T. Kashiwagi. Dimensional Effects on the Transition from Ignition to Flame Spread in Microgravity. In Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, pages 2635–2641. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1998. 4
- [12] W. Mell, S.L. Olson, and T. Kashiwagi. Flame Spread Along Free Edges of Thermally-Thin Samples in Microgravity. In Twenty-Eighth Symposium (International) on Combustion, pages 2843–2849. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 2000. 4
- [13] K. Prasad, Y. Nakamura, S.L. Olson, O. Fujita, K. Nishizawa, K. Ito, and T. Kashiwagi. Effect of Wind Velocity on Flame Spread in Microgravity. In Twenty-Ninth Symposium (International) on Combustion, pages 2553–2560. Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 2002. 4
- [1] К. Макгрэттен, С. Хостикка, Р. МакДермотт, Дж. Флойд, С. Уайншенк, К. Оверхолт. Моделирование динамики пожаров, руководство пользователя. Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, США, и Технический исследовательский центр Финляндии, Эспо, Финляндия, шестое издание, июль 2013 года. v
- [2] Американское общество по испытанию материалов, Уэст Коншохокен, штат Пенсильвания. ASTM E 1355-04, Стандартное руководство по оценке возможностей прогнозирования детерминированных моделей пожара, 2004 г. v, 1, 9
- [3] В. Мелл, К. Б. Макгрэттен, Х. Баум. Численное моделирование процессов горения в струях пожара. Двадцать шестой симпозиум (Международный) по горению, стр. 1523-1530. Института горения, Питтсбург, Пенсильвания, 1996 г. 3
- [4] К.Б. Макгрэттен, Х.Р. Баум, и Р.Г. Рем. Моделирование движения дыма с помощью больших вихрей. Журнал по пожарной безопасности, 30:161-178, 1998 г. 3
- [5] Х.Р. Баум, Р.Г. Рем, П.Д. Барнетт, Д.М. Корли. Вычисления конечной разности плавучей конвекции в помещении, часть I: основной алгоритм. Журнал SIAM о научных и статистических расчетах, 4(1):117 -135, март, 1983 г. 3
- [6] Х.Р.Баум, Р.Г. Рем. Решения конечной разности для внутренних волн в помещениях. Журнал SIAM о научных и статистических расчетах, 5(4):958-977, декабрь, 1984 г. 3
- [7] Х.Р. Баум, Р.Г. Рем. Расчеты для трехмерных плавучих струй в помещениях. Наука и техника горения, 40:55-77, 1984 г. 3
- [8] Р.Г. Рем, П.Д. Барнетт, Х.Р. Баум, Д.М. Корли. Расчеты конечной разности конвекции плавучести в помещении: Проверка нелинейного алгоритма. Прикладная вычислительная математика, 1:515-529, 1985 г. 3
- [9] К.Б. Макгрэттен, Т. Кашиваги, Х.Р. Баум, С.Л. Олсон. Воздействия возгорания и ветра на переход к распространению пожара в условиях микрогравитации. Горение и пламя, 106:377-391, 1996 г. 4
- [10] Т. Кашиваги, К.Б. Макгрэттен, С.Л. Олсон, О. Фуджита, М. Кикучи, К. Ито. Воздействия слабого ветра на локализованное радиационное возгорание и переход к распространению пламени в условиях микрогравитации. Двадцать шестой симпозиум (Международный) по горению, стр. 1345-1352. Институт горения, Питтсбург, Пенсильвания, 1996 г. 4
- [11] В. Мэлл и Т. Кашиваги. Размерные эффекты при переходе от зажигания до распространения пламени в условиях микрогравитации. В двадцать седьмой симпозиума (International) по горению, страницы 2635-2641. Института горения, Питтсбург, Пенсильвания, 1998 год. 4
- [12] В. Мелл, С.Л. Олсон и Т. Kashiwagi. Пламя распространяется по Свободные края термически тонких образцов в условиях микрогравитации. В двадцать восьмой симпозиума (International) по горению, страницы 2843-2849. Института горения, Питтсбург, Пенсильвания, 2000 год. 4
- [13] К. Прасад, Ю. Накамура, С.Л. Олсон, О. Фуджита, K. Nishizawa, К. Ито, Т. Kashiwagi. Эффект скорости ветра на распространение пламени в условиях микрогравитации. В двадцать девятого симпозиума (International) по горению, 2553-2560 страниц. Института горения, Питтсбург, Пенсильвания, 2002 г. 4

- [14] Y. Nakamura, T. Kashiwagi, K.B. McGrattan, and H.R. Baum. Enclosure Effects on Flame Spread over Solid Fuels in Microgravity. *Combustion and Flame*, 130:307–321, 2002. 4
- [15] W.E. Mell, K.B. McGrattan, and H.R. Baum. g-Jitter Effects on Spherical Diffusion Flames. *Microgravity Science and Technology*, 15(4):12–30, 2004. 4
- [16] A. Mukhopadhyay and I.K. Puri. An Assessment of Stretch Effects on Flame Tip Using the Thin Flame and Thick Formulations. *Combustion and Flame*, 133:499–502, 2003. 4
- [17] A. Hamins, M. Bundy, I.K. Puri, K.B. McGrattan, and W.C. Park. Suppression of Low Strain Rate Non-Premixed Flames by an Agent. In *Proceedings of the 6th International Microgravity Combustion Workshop*, NASA/CP-2001-210826, pages 101–104. National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, May 2001. 4
- [18] K.B. McGrattan, R.G. Rehm, and H.R. Baum. Fire-Driven Flows in Enclosures. *Journal of Computational Physics*, 110(2):285–291, 1994. 4
- [19] P. Friday and F. W. Mowrer. Comparison of FDS Model Predictions with FM/SNL Fire Test Data. NIST GCR 01-810, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, April 2001. 6
- [20] A. Bounagui, N. Benichou, C. McCartney, and A. Kashef. Optimizing the Grid Size Used in CFD Simulations to Evaluate Fire Safety in Houses. In *3rd NRC Symposium on Computational Fluid Dynamics, High Performance Computing and Virtual Reality*, pages 1–8, Ottawa, Ontario, Canada, December 2003. National Research Council, Canada. 6
- [21] R.L. Alpert. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, chapter Ceiling Jet Flows. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 3rd edition, 2003. 6
- [22] A. Bounagui, A. Kashef, and N. Benichou. Simulation of the Dynamics of the Fire for a Section of the L.H.-La Fontaine Tunnel. IRC-RR- 140, National Research Council Canada, Ottawa, Canada, K1A0R, September 2003. 6
- [23] Y. Xin. Assessment of Fire Dynamics Simulation for Engineering Applications: Grid and Domain Size Effects. In *Proceedings of the Fire Suppression and Detection Research Application Symposium*, Orlando, Florida. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 2004. 6
- [24] J.A. Ierardi and J.R. Barnett. A Quantitative Method for Calibrating CFD Model Calculations. In *Proceedings of the CIB-CTBUH International Conference on Tall Buildings*, pages 507–514. International Council for Research and Innovation in Building and Construction (CIB), 2003. 6
- [25] G. Heskestad. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, chapter Fire Plumes, Flame Height and Air Entrainment. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 4th edition, 2008.
- [26] N.M. Petterson. Assessing the feasibility of reducing the grid resolution in fds field modeling. *Fire Engineering Research Report 2002/6*, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, March 2002. 6
- [27] A. Musser, K. B. McGrattan, and J. Palmer. Evaluation
- [14] Ю. Накамура, Т. Кашиваги, К.Б. McGrattan и Н.Р. Баум. Корпус Влияние на распространения пламени более твердого топлива в условиях микрогравитации. *Горение и пламя*, 130:307-321, 2002. 4
- [15] W.E. Mell, К.Б. McGrattan и Н.Р. Баум. G- эффекты дрожания на сферических Flames диффузии. *Микрогравитация Наука и техника*, 15 (4):12 -30, 2004 года. 4
- [16] А. Mukhopadhyay и И.К. Пури. Оценка воздействия на Stretch Flame Подсказка Использование тонких Пламя и густой формулировки. *Горение и пламя*, 133:499-502, 2003. 4
- [17] А. Hamins, М. Банди, И.К. Пури, К.Б. McGrattan и W.C. Парк. Борьбе с низкой скоростью деформации Номера для пламени предварительно перемешанной смеси оператором. В *Труды 6-й Международной горения микрогравитации Семинар*, NASA/CP-2001-210826, страницы 101-104. Национальное управление по авиации и исследованию космического пространства, Исследовательский центр Льюиса, Кливленде, штат Огайо, май 2001 года. 4
- [18] К.Б. McGrattan, Р.Г. Рем, Н.Р. Баум. Fire- приводной потоков в корпусах. *Журнал по вычислительной физике*, 110(2):285 -291, 1994 г. 4
- [19] П. Фрайдей и Ф. В. Моурер. Сравнение FDS предсказаний модели с FM/SNL данных испытаний на огнестойкость. NIST GCR 01-810, Национальный институт стандартов и технологий, Гейтерсбург, штат Мэриленд, апрель, 2001 г. 6
- [20] А. Bounagui, Н. Benichou, К. Маккартни, и А. Kashef. Оптимизация размера сетки, используемые в CFDSиммуляторы для оценки пожарной безопасности в доме. В 3-й Симпозиум по CPH Вычислительная гидродинамика, высокопроизводительных вычислений и виртуальной реальности, стр. 1-8, Оттава, Онтарио, Канада, декабрь, 2003 г. Национальный исследовательский совет, Канада. 6
- [21] Р.Л. Альперт. *SFPE Справочник проектирование пожарной безопасности*, глава Потоки Потолочный Jet. Национальная противопожарная Ассоциация по защите прав, Куинси, штат Массачусетс, 3-е издание, 2003 год. 6
- [22] А. Bounagui, А. Kashef, Н. Benichou. Моделирование динамики огня для секции L.H. - La Fontaine туннеля. IRC - RR- 140, Национальный исследовательский совет Канады, Оттава, Канада, K1A0R, сентябрь 2003 года. 6
- [23] Ю. Синь. Оценка Моделирование динамики для своих инженерные приложения: Сетка и домен Размерных эффектов. В *Трудах пожаротушения и обнаружения Исследования Применение симпозиум*, Орландо, Флорида. Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 2004. 6
- [24] J.A. Ierardi и Дж. Р. Барнетт. Количественный метод для калибровки расчетов CFD модели. В *трудах из CIB - СТБУН Международной конференции по высотным зданиям*, страницы 507-514. международный Совет по исследованиям и инновациям в области строительства ( CIB ), 2003 год. 6
- [25] Г. Хескестад. *SFPE Справочник проектирование пожарной безопасности*, главу своих Plumes, высота пламени вовлечения воздуха. Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 4-е издание, 2008 год.
- [26] Н.М. Петтерсон. Изучение возможности снижения разрешения сетки при моделировании поля FDS. *пожарно-инженерно-исследовательский отчет 2002/6*, Университет Кентерберри, Крайстчерч, Новая Зеландия, март, 2002 г. 6
- [27] А. Массер, К. Б. McGrattan и Дж. Палмером. Оцен



of a Fast, Simplified Computational Fluid Dynamics Model for Solving Room Airflow Problems. NISTIR 6760, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, June 2001. 7

[28] K. McGrattan and S. Hostikka and R. McDermott and J. Floyd and C. Weinschenk and K. Overholt. Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide, Volume 1: Mathematical Model. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, and VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, Finland, sixth edition, July 2013. 7, 21, 26, 89

[29] W. Zhang, A. Hamer, M. Klassen, D. Carpenter, and R. Roby. Turbulence Statistics in a Fire Room Model by Large Eddy Simulation. Fire Safety Journal, 37:721–752, 2002. 7

[30] J. Smagorinsky. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment. Monthly Weather Review, 91(3):99–164, March 1963. 7

[31] J.W. Deardorff. Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. Journal of Atmospheric Sciences, 29:91–115, 1972. 7

[32] 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. 7

[33] D.K. Lilly. A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method. Physics of Fluids A, 4(3):633–635, 1992. 7

[34] J. Hietaniemi, S. Hostikka, and J. Vaari. FDS Simulation of Fire Spread – Comparison of Model Results with Experimental Data. VTT Working Papers 4, VTT Building and Transport, Espoo, Finland, 2004. 8

[35] C. Lautenberger, G. Rein, and C. Fernandez-Pello. The Application of a Genetic Algorithm to Estimate the Material Properties for Fire Modeling from Bench-Scale Fire Test Data. Fire Safety Journal, 41:204–214, 2006. 8

[36] J.C. Adams, W.S. Brainerd, J.T. Martin, B.T. Smith, and J.L. Wagener. Fortran 95 Handbook: Complete ISO/ANSI Reference. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1997. 9

[37] R. McDermott. A nontrivial analytical solution to the 2-d incompressible Navier-Stokes equations. [https://sites.google.com/site/randymcdermott/NS\\_exact\\_soln.pdf](https://sites.google.com/site/randymcdermott/NS_exact_soln.pdf), 2003. 11

[38] J.-C. Jouhaud. Benchmark on the vortex preservation. <http://elearning.cerfacs.fr/pdfs/numerical/TestCaseVortex2D.pdf>, 2010. 15

[39] G. Comte-Bellot and S. Corrsin. Simple Eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid-generated, 'isotropic' turbulence. J. Fluid Mech., 48:273–337, 1971. 18

[40] Stephen M. de Bruyn Kops. Numerical simulation of non-premixed turbulent combustion. PhD thesis, The University of Washington, 1999. 18

[41] 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. 18, 19

кабыстрый, упрощенный Computational Fluid Dynamics модели для решения задач номер воздушного потока. NISTIR 6760, Национального института стандартов и технологий, Gaithersburg, штат Мэриленд, июнь, 2001 г. 7

[28] К. и С. McGrattan Hostikka и Р. МакДермотт и Флойд Дж. и С. и К. Weinschenk Overholt. Пожарная динамика Simulator, Техническое справочное руководство, том 1: математическая модель. Национальный институт стандартов и технологий, Gaithersburg, штат Мэриленд, США, и VTT Технический исследовательский центр Финляндия, Эспоо, Финляндия, шестое издание, июль, 2013 г. 7, 21, 26, 89

[29] В. Чжан, А. Хамер, М. Классен, Д. Карпентер, и Р. Роби. Турбулентность статистики в своих номеров Модели крупных вихрей. Пожарная безопасность Journal, 37:721–752, 2002. 7

[30] Дж. Смагоринский. Генеральный Тираж Эксперименты с простейшие уравнения. Основные эксперимента. Ежемесячный обзор погоды, 91 ( 3 ) :99 -164, март 1963 года. 7

[31] Дж. У. Deardorff. Численное исследование нейтральных и неустойчивых Планетарные пограничных слоев. Журнал атмосферных наук, 29:91-115 1972 года. 7

[32] М. Джермано, У. Piomelli, П. Моина, W.H. Кабот. Динамический подсеточного масштаба модели турбулентной вязкости. Физика жидкостей, 3 (7) :1760-1765, 1991 года. 7

[33] Д.К. Лилли. Предлагаемые изменения в германо подсеточного масштаба Закрытие Метод. Физика жидкостей, 4 (3) :633 -635, 1992. 7

[34] Дж. Хьетаниеми, С. Hostikka, Дж. Vaari. FDS Моделирование распространения огня - Сравнение модельных результатов с экспериментальными данными. VTT Working статей 4, VTT строительства и транспорта, Эспо, Финляндия, 2004 год. 8

[35] С. Lautenberger, Г. Рейн, и С. Фернандес - Pello. Применение генетического алгоритма к оценке Свойства материалов для лепки из своих лабораторных данных испытаний на огнестойкость. Пожарная безопасность Journal, 41:204-214, 2006. 8

[36] Дж.К. Адамс, W.S. Brainerd, J.T. Мартин, В. t Смит и Дж. Л. Вагенер. Fortran 95 Справочник : Полная ISO / ANSI Reference. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1997. 9

[37] Р. МакДермотт. Нетривиальные аналитическое решение 2-й Навье-Стокса. [https://sites.google.com/site/randymcdermott/NS\\_exact\\_soln.pdf](https://sites.google.com/site/randymcdermott/NS_exact_soln.pdf) 2003 г. 11

[38] Ж.-К. Жуо. Тест на вихрь сохранения. <http://elearning.cerfacs.fr/pdfs/numerical/TestCaseVortex2D.pdf> 2010 г. 15

[39] Г. Comte- Белло и С. Корсина. Простой Eulerian время корреляции полного и узкополосных скоростисигналов в сетку -порожденных « изотропных » турбулентности. J. Fluid Mech., 48:273-337, 1971 г. 18

[40] Стивен М. де Брейна Kops. Численное моделирование без предварительно смешанного турбулентного горения. Кандидатская диссертация, Университет штата Вашингтон, 1999 г. 18

[41] Р. МакДермотт, А. Kerstein, Р. Шмидт и П. Смит. Характеристики 1D спектров в конечных объемах в их реразрешающего моделирования с одномерными закрытие подсеточной турбулентности. В 58-м ежегодном собрании Американского физического общества, отдел гидродина-

- [42] Y. Morinishi, T. S. Lund, O. V. Vasilyev, and P. Moin. Fully conservative high order finite difference schemes for incompressible flow. *J. Comp. Phys.*, 143:90–124, 1998. 18
- [43] F. E. Ham, F. S. Lien, and A. B. Strong. A fully conservative second-order finite difference scheme for incompressible flow on non-uniform grids. *J. Comp. Phys.*, 177:117–133, 2002. 18
- [44] R. McDermott. Discrete kinetic energy conservation for variable-density flows on staggered grids. In 60th Annual Meeting of the American Physical Society, Division of Fluid Dynamics, Salt Lake City, Utah, November 2007. 18
- [45] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A*, 3(7):1760–1765, 1991. 21
- [46] M. Pino Martin, U. Piomelli, and G. Candler. Subgrid-scale models for compressible large-eddy simulation. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 13:361–376, 2000. 21
- [47] P. Moin, K. Squires, W. Cabot, and S. Lee. A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport. *Phys. Fluids A*, 3(11):2746–2757, 1991. 21
- [48] T. S. Lund. On the use of discrete filters for large eddy simulation. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, 1997. 21
- [49] Stephen B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. 21, 23, 26, 28
- [50] S.B. Pope. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New Journal of Physics*, 6:1–24, 2004. 22
- [51] J.W. Deardorff. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorol.*, 18:495–527, 1980. 23
- [52] J. Bardina, J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds. Improved Subgrid Scale Models for Large Eddy Simulation. In AIAA 13th Fluid & Plasma Dynamics Conference, AIAA-80-1357, Snowmass, Colorado, July 1980. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 23
- [53] B. Vreman. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications. *Phys. Fluids*, 16(10):3670–3681, 2004. 24
- [54] W. Kümmel. *Technische strömungsmechanik*. Technical report, B.G. Teubner, 3. Auflage, 2007. 25
- [55] J. S. Baggett. Some modeling requirements for wall models in large eddy simulation. Stanford Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, 1997. 26
- [56] J. S. Baggett. On the feasibility of merging LES with RANS for the near-wall region of attached turbulent flows. Stanford Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, 1998. 26
- [57] W. Cabot. Large-eddy simulations with wall models. Stanford Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, 1995. 26
- [58] Pierre Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, 2001. 26
- [59] L. F. Moody. Friction factors for pipe flow. мики, Чикаго, Иллинойс, ноябрь 2005 г. 18, 19
- [42] Ю. Morinishi, Т. С. Лунд, О. В. Васильев, П. Мойна. Полностью консервативные Высокая разность конечного порядкасхемы для несжимаемой жидкости. *J. Comp. Phys.*, 143:90-124 1998 года. 18
- [43] Ф. Э. Хэма, Ф. С. Лиен, и А. Б. Стронг. Полностью консервативные второго порядка разностная схема для несжимаемой жидкости на неравномерных сетках. *J. Comp. Phys.*, 177:117-133, 2002 г. 18
- [44] Р. МакДермотт. Дискретная кинетической энергии для сохранения переменной плотностью потоков на разнесенных сетках. в60-е ежегодное совещание Американского физического общества, отдел гидродинамики, Солт- Лейк-Сити,Юта, ноябрь 2007 года. 18
- [45] М. Джермано, У. Piomelli, П. Моин, В. Кабот. Динамическое подсеточного масштаба модели турбулентной вязкости. *Phys. Жидкости*, 3 (7) :1760-1765, 1991 года. 21
- [46] М. Пино Мартин, У. Piomelli и G. Candler. Подсеточных масштабных моделей для сжимаемых вихреразрешающего моделирования. Ю. Компьютеров. *Fluid Dynamics*, 13:361-376, 2000 г. 21
- [47] П. Моина, К. Сквайрса, W. Кабот, С. Ли. Динамическое подсеточных масштабная модель для сжимаемой турбулентности скалярного транспорта. *Phys. Жидкости*, 3 (11) :2746-2757, 1991 года. 21
- [48] Т. С. Лунде. С использованием дискретных фильтров для крупных вихрей. Центр исследований турбулентностиГодовой трусы исследований, 1997 г. 21
- [49] Стивен Б. папы. Турбулентных течений. Cambridge University Press, 2000 г. 21, 23, 26, 28
- [50] С.Б. Поуп. Десять вопросов, касающихся моделирования крупных вихрей турбулентных течений. Новый журнал о физике, 6:1-24, 2004 г. 22
- [51] Дж. У. Deardorff. Слоисто крышками смешанных слоев, полученных из трехмерной модели.Пограничного слоя Метеорология и гидрология., 18:495-527, 1980. 23
- [52] Дж. Бардина, JH Ferziger, и туалет Рейнольдса. Улучшенная Подсеточное Масштабные модели для крупных вихрей. В 13-м AIAA жидкости и динамики плазмы конференции, AIAA -80- 1357, Сноумасс, штат Колорадо,Июль 1980 г. Американский институт аэронавтики и астронавтики. 23
- [53] Б. Vreman. Вихревой вязкости подсеточных масштабная модель для турбулентного сдвигового течения : Алгебраическая теория иприложений. *Phys. Жидкости*, 16 (10) :3670-3681, 2004 года. 24
- [54] В. Kümmel. Технический strömungsmechanik. Технический отчет, Б.Г. Teubner, 3. Auflage 2007 года. 25
- [55] Дж. С. Baggett. Некоторые моделирования требований к стене модели в крупных вихрей. Стэнфордский центрТурбулентность для исследований Годовой трусы исследований, 1997 г. 26
- [56] Дж. С. Baggett. О возможности слияния с LES PAEN для пристеночной области присоединенных турбулентных течений. Стэнфордского Центра исследований Турбулентность Годовой трусы исследований, 1998 г. 26
- [57] В. Кабот. Крупных вихрей моделирования с стеной моделей. Стэнфордского Центра исследований Годовой Турбулентность Исследования, 1995 г. 26
- [58] Пьер Sagaut. Крупных вихрей для несжимаемой жидкости . Springer, 2001 г. 26
- [59] Л. Ф. Муди. Факторы трения для труб потоком.

Transactions of the ASME, 66, 1944. 26

[60] 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. 26, 33, 70, 81, 87, 117

[61] Bruce R. Munson, Donald F. Young, and Theodore H. Okiishi. Fundamentals of Fluid Mechanics. John Wiley and Sons, 1990. 27

[62] R.L. Panton. Incompressible Flow. Wiley, New Jersey, 2005. 30

[63] B.A. Kader. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. International Journal of Heat and Mass Transfer, 24:1541–1544, 1981. 33

[64] J. Kim and P. Moin. Transport of Passive Scalars in Turbulent Channel Flow. Technical Memorandum 89463, National Aeronautics and Space Administration, Moffet Field, California, September 1987. 33, 34

[65] R. Moser, J. Kim, and N. Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 590$ . Phys. Fluids, 11:943–945, 1999. 34

[66] L. Casara and T. Arts. Aerodynamic Performance of a Rib Roughened Cooling Channel Flow with High Blockage Ratio. In Eleventh International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 2002. 35, 36

[67] M. Lohász, P. Rambaud, and C. Benocci. LES Simulation of Ribbed Square Duct Flow with Fluent and Comparison with PIV Data. In The 12th International Conference on Fluid Flow Technologies, Budapest, Hungary, 2003. 35, 36

[68] R. Siegel and J. R. Howell. Thermal Radiation Heat Transfer. Taylor & Francis, New York, 4th edition, 2002. 57, 59

[69] Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena.

Dover Publications, New York, 2002. Translated from the Russian and then edited by W.D.Hayes and R.F. Probstein. 60, 61

[70] F. P. Incropera and D. P. De Witt. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. John Wiley and Sons, New York, 4th edition, 1996. 68, 96

[71] C.K. Westbrook and F.L. Dryer. Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. Combustion Science and Technology, 27:31–43, 1981. 76

[72] S. Gordon and B.J. McBride. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. NASA Reference Publication 1311, National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program, Cleveland, Ohio, 1994. 76

[73] S.R. Turns. An Introduction to Combustion. McGraw-Hill, New York, 2nd edition, 1996. 79

[74] C. Beyler. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, chapter Flammability Limits of Premixed and Diffusion

Труды ASME, 66, 1944 г. 26

[60] К. и С. McGrattan Hostikka и Р. МакДермотт и Флойд Дж. и С. и К. Weinschenk Overholt. Пожарная динамика Simulator, техническом руководстве. Национальный институт стандартов и технологий, Gaithersburg, штат Мэриленд, США, и VTT Технический исследовательский центр Финляндии, Эспо, Финляндия, шестое издание, июль 2013 года. Том 1: математическая модель; Vol. 2: проверка руководства; часть 3: Руководство по валидации; Vol. 4: План управления конфигурацией. 26, 33, 70, 81, 87, 117

[61] Брюс Р. Мансон, Дональд Ф. Young, и Теодор Окиши. Основы механики жидкости. John Wiley и сыновья, 1990 г. 27

[62] Р.Л. Panton. Несжимаемой жидкости. Wiley, New Jersey, 2005 г. 30

[63] Б.А. Кадер. Профили температуры и концентрации в полностью турбулентных пограничных слоях. Международный журнал по тепло-и массообмену, 24:1541-1544, 1981 г. 33

[64] Дж. П. Кима и Мойна. Транспорт пассивной примеси в турбулентном потоке канала. Технический меморандум 89463, Национальное управление по авиации и исследованию космического пространства, Моффет Филд, Калифорния, сентябрь 1987 г. 33, 34

[65] Р. Мозер, Д. Ким, Н. Мансур. Прямое численное моделирование турбулентных течений канала до  $Re_\tau = 590$ . Phys. Жидкости, 11:943-945, 1999 г. 34

[66] Л. и Т. Casara искусств. Аэродинамические характеристики ребра Шероховатая потока охлаждающего канала с высокой степенью блокировки. В одиннадцатый Международный симпозиум по применению лазерной техники в механике жидкости и газа, Лиссабон, Португалия, 2002 г. 35, 36

[67] М. Lohász, П. Рамбо и С. Benocci. LES Моделирование Поликлиновой квадратном канале с потоком свободной и сравнения с данными PIV. В12-й Международной конференции по технологии Fluid Flow, Будапешт, Венгрия, 2003 г. 35, 36

[68] Р. Зигель и Дж. Р. Хауэлл. Теплообмен излучением. Taylor & Francis, Нью-Йорк, 4-е издание, 2002 г. 57, 59

[69] Ю.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Dover Publications, Нью-Йорк, 2002 год. В переводе с русского и затем раз редактировалось WDHayes и RF Probstein. 60, 61

[70] Ф. П. Incropera и Д. П. Де Витт. Основы тепло-и массообмена. И John Wiley Sons, Нью-Йорк, 4-е издание, 1996 г. 68, 96

[71] С.К. Уэстбрук и F.L. Сушилка. Упрощение механизмов реакций для окисления углеводородного топлива в огне. Горение науки и техники, 27:31-43, 1981 г. 76

[72] С. Гордон и Б.Дж. Макбрайд. Компьютерная программа для расчета сложного химического равновесия композиции и применения. NASA справочное издание, 1311, Национальное управление по авиации и исследованию космического пространства, Бюро управления, научно-технической информации программа, Кливленд, штат Огайо, 1994 г. 76

[73] С.Р. Тернз. Введение в науку о горении. Макгро-Хилл, Нью-Йорк, 2-е издание, 1996 г. 79

[74] С. Бэйлер. Справочник SFPE по проектированию пожарной безопасности, глава концентрационные пределы

Flames. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 3rd edition, 2002. 81

[75] D.A. Purser. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, chapter Toxicity Assessment of Combustion Products. National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 3rd edition, 2002. 83, 84

[76] D. Drysdale. An Introduction to Fire Dynamics. John Wiley and Sons, New York, 2nd edition, 2002. 92

[77] H.S. Carslaw and J.C. Jaeger. Conduction of Heat in Solids. Oxford University Press, 2nd edition, 1959. 92, 109

[78] K.W. Childs. HEATING 7: Multidimensional, Finite-Difference Heat Conduction Analysis Code System. Technical Report PSR-199, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, 1998. 93

[79] R.E. Lyon. Heat Release Kinetics. Fire and Materials, 24:179–186, 2000. 112

[80] R.E. Lyon and R.N. Walters. Pyrolysis Combustion Flow Calorimetry. Journal of Analytical and Applied Pyrolysis, 71(1):27–46, March 2004. 113

[81] American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, Pennsylvania. ASTM D 7309-11, Standard Test Method for Determining Flammability Characteristics of Plastics and Other Solid Materials Using Microscale Combustion Calorimetry, 2011. 113

[82] W. E. Ranz and W. R. Marshall. Evaporation from drops - Part II. Chemical Engineering Progress, 48:173–180, March 1952. 130

[83] C.W. Gardiner. Handbook of Stochastic Methods for Physics, Chemistry and the Natural Sciences. Springer-Verlag, Berlin, 3rd edition, 2004. 133

[84] M.S. Owen. 2009 ASHRAE Handbook: Fundamentals. American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers, Inc., Atlanta, GA, 2009. 144

распространения пламени предварительно смешивают и диффузионные пламена. Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 3-е издание, 2002 г. 81

[75] Д.А. Пурсер. SFPE Справочник проектирование пожарной безопасности, глава оценки токсичности продукты горения. Национальной ассоциации противопожарной защиты, Куинси, штат Массачусетс, 3-е издание, 2002 г. 83, 84

[76] Д. Драйсдейл. Введение в пожарная динамика. И John Wiley Sons, Нью-Йорк, 2-е издание, 2002 г. 92

[77] H.S. Carslaw и Дж.К. Яегер. Теплопроводности в твердых телах. Oxford University Press, 2-е издание, 1959 г. 92, 109

[78] К.В. Чайлдс. НАГРЕВАНИЕ 7: многомерные, Разностная теплопроводности анализ кода система. Технический отчет PSR- 199, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, 1998 г. 93

[79] Р.Е. Лион. Кинетика тепловыделения. Пожар и материалы, 24:179-186, 2000 г. 112

[80] Р.Е. Лион и Р.Н. Уолтерс. Пиролиз калориметрии сгорания протекают. Журнал аналитической и прикладной пиролиз, 71(1):27-46, март, 2004 г. 113

[81] Американское общество по испытанию материалов, Коншохокен Уэст, штат Пенсильвания. ASTM D 7309-11, Стандартный метод испытания для определения характеристики воспламеняемости пластмасс и других твердых материалов Использование Микромасштабные калориметрии сгорания, 2011 г. 113

[82] В. Е. Ранз, В. Р. Маршалл. Испарение с каплями - Часть II. Химическая технического прогресса, 48:173-180, март, 1952 г. 130

[83] С.В. Гардинер. Справочник вероятностных методов в физике, химии и естественных науках. Springer-Verlag, Берлин, 3-е издание, 2004 г. 133

[84] М.С. Оуэн. Справочник ASHRAE 2009 г.: Основы. Американское общество инженеров по отоплению, охлаждению и кондиционированию воздуха, Inc., Атланта, Джорджия, 2009 г. 144

## ПРИЛОЖЕНИЕ А. ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ВЕРИФИКАЦИИ

В данном приложении приведены точности результатов исследований отдела FDS по верификации. Эти показатели являются неотъемлемой частью процесса, известного как регрессивное тестирование, целью которого является оценка точности прогнозируемых результатов с помощью пакета вычислительного программного обеспечения. Результаты данного приложения можно сравнить с другой версией FDS как один из способов оценки качества результатов этих версий. Эти статистические показатели также позволяют определить влияние вносимых дополнений на общую точность FDS и могут помочь выявить ошибки в исходной программе FDS.

Имя примера	Ожидаемая метрика	Расчетная метрика	Зависимая переменная	Тип ошибки	Ошибка	Допустимость ошибки	В пределах допустимости
activate_vents	1.00e+00	1.00e+00	Контрольный индекс	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
activate_vents	1.00e+00	1.00e+00	Контрольный индекс	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
activate_vents	1.00e+00	1.00e+00	Контрольный индекс	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
aspiration_detector	4.57e+01	4.62e+01	Затемнение (%/м)	Относит.	1.03e-02	2.00e-02	Да
box_burn_away1	1.28e+00	1.27e+00	Масса (кг)	Относит.	8.41e-03	2.00e-02	Да
box_burn_away2	1.28e+00	1.26e+00	Масса (кг)	Относит.	1.37e-02	2.00e-02	Да
box_burn_away3	1.28e+00	1.27e+00	Масса (кг)	Относит.	4.41e-03	2.00e-02	Да
box_burn_away4	9.60e-01	9.56e-01	Масса (кг)	Относит.	4.32e-03	2.00e-02	Да
box_burn_away_2D	1.28e+00	1.27e+00	Масса (кг)	Относит.	6.12e-03	2.00e-02	Да
box_burn_away_2D	1.00e-12	1.00e-12	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	2.00e-02	Да
box_burn_away_2D_residue	6.40e-01	6.40e-01	Масса (кг)	Относит.	5.07e-04	2.00e-02	Да
box_burn_away_2D_residue	1.00e-12	1.00e-12	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	2.00e-02	Да
bucket_test	9.00e+01	8.87e+01	Масса (кг)	Относит.	1.42e-02	2.00e-02	Да
bucket_test_2	5.00e+00	4.96e+00	Масса (кг)	Относит.	7.22e-03	1.00e-02	Да
bucket_test_3	8.00e-03	7.98e-03	Масса (кг)	Относит.	2.77e-03	1.00e-02	Да
cable_11_insulation	2.44e+04	2.51e+04	CBT (W/g)	Относит.	2.90e-02	3.00e-02	Да
cable_23_insulation	2.34e+04	2.35e+04	CBT (W/g)	Относит.	4.75e-03	1.00e-02	Да
cable_701_insulation	1.27e+04	1.26e+04	CBT (W/g)	Относит.	5.60e-03	1.00e-02	Да
cable_11jacket	8.10e+03	7.89e+03	CBT (W/g)	Относит.	2.55e-02	5.00e-02	Да
cable_23jacket	7.34e+03	7.14e+03	CBT (W/g)	Относит.	2.76e-02	5.00e-02	Да
cable_701_jacket	1.41e+04	1.41e+04	CBT (W/g)	Относит.	4.46e-03	1.00e-02	Да
control_test_2	3.00e+01	3.00e+01	Вых. функции управления	Относит.	1.68e-05	1.00e-02	Да
control_test_2	1.00e+01	1.00e+01	Вых. функции управления	Относит.	1.37e-05	1.00e-02	Да
control_test_2	-1.00e+01	-1.00e+01	Вых. функции управления	Относит.	4.60e-06	1.00e-02	Да
control_test_2	2.00e+00	2.00e+00	Вых. функции управления	Относит.	9.10e-06	1.00e-02	Да
control_test_2	3.16e+00	3.16e+00	Вых. функции управления	Относит.	7.32e-04	1.00e-02	Да
control_test_2	-1.50e+00	-1.50e+00	Вых. функции управления	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
convective_cooling	2.95e+02	2.96e+02	Температура (°C)	Относит.	1.55e-03	1.00e-02	Да
door_crack	9.94e+02	9.91e+02	Давление (Па)	Относит.	2.90e-03	1.00e-02	Да
door_crack	1.60e+02	1.56e+02	Скорость выдел. тепла (кВт)	Относит.	2.36e-02	4.00e-02	Да
droplet_absorption_cart	9.04e+00	9.00e+00	Температура (°C)	Относит.	4.31e-03	1.00e-02	Да
droplet_absorption_cyl	7.89e+00	7.85e+00	Температура (°C)	Относит.	5.64e-03	1.00e-02	Да
duct_flow	1.00e+00	1.00e+00	Объемный расход (м³/с)	Относит.	4.66e-03	5.00e-02	Да
energy_budget_dns_100	1.24e-05	1.24e-05	Расход энергии (кВт)	Относит.	8.33e-04	1.00e-02	Да
energy_budget_dns_100	-1.24e-05	-1.23e-05	Расход энергии (кВт)	Относит.	8.29e-03	1.00e-02	Да
energy_budget_dns_100	-1.36e-08	-1.36e-08	Net Volume Flow (м³/с)	Относит.	3.71e-03	1.00e-02	Да
energy_budget_tmix	1.00e+02	1.00e+02	Температура на выходе (°C)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
energy_budget_solid	9.63e+01	9.64e+01	Температура (°C)	Относит.	1.18e-03	1.00e-02	Да
energy_budget_solid	9.63e+01	9.63e+01	Температура (°C)	Относит.	1.74e-04	1.00e-02	Да
energy_budget_solid	2.27e+04	2.27e+04	Давление (Па)	Относит.	9.18e-04	1.00e-02	Да
enthalpy	1.56e+02	1.56e+02	Температура (°C)	Относит.	3.32e-04	1.00e-02	Да
fan_test	4.52e+00	4.52e+00	Давление (Па)	Относит.	8.46e-04	4.00e-02	Да
fan_test	-4.52e+00	-4.53e+00	Давление (Па)	Относит.	3.51e-03	4.00e-02	Да
fan_test	-4.98e-02	-4.91e-02	Объемный расход (м³/с)	Относит.	1.38e-02	2.00e-02	Да
fan_test	4.98e-02	4.91e-02	Объемный расход (м³/с)	Относит.	1.39e-02	2.00e-02	Да
FED_FIC	5.99e-01	6.00e-01	FED	Относит.	3.30e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC	9.74e-01	9.74e-01	FED	Относит.	5.12e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC	8.26e-03	8.26e-03	FED	Относит.	1.76e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC	5.14e-01	5.13e-01	FED	Относит.	4.24e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC	8.57e-01	8.56e-01	FIC	Относит.	1.26e-03	1.00e-02	Да

Имя примера	Ожидаемая метрика	Расчетная метрика	Зависимая переменная	Тип ошибки	Ошибка	Допустимость ошибки	В пределах допустимости
FED_FIC	4.29e-01	4.28e-01	FIC	Относит.	1.09e-03	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	5.99e-01	6.00e-01	FED	Относит.	3.26e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	9.74e-01	9.74e-01	FED	Относит.	5.09e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	8.26e-03	8.26e-03	FED	Относит.	1.24e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	5.14e-01	5.13e-01	FED	Относит.	3.85e-04	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	8.57e-01	8.56e-01	FIC	Относит.	1.26e-03	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	4.29e-01	4.28e-01	FIC	Относит.	1.06e-03	1.00e-02	Да
flow_rate	1.00e+01	9.97e+00	Масса (кг)	Относит.	3.40e-03	1.00e-02	Да
flow_rate	4.00e+00	4.00e+00	Открытые сопла	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
flow_rate_2	1.25e+01	1.25e+01	Масса (кг)	Относит.	3.03e-03	1.00e-02	Да
flow_rate_2	3.00e+00	3.00e+00	Открытые сопла	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
flow_rate_2	1.00e+00	1.00e+00	Открытые сопла	Относит.	0.00e+00	0.00e+00	Да
gas_filling	3.00e+00	3.00e+00	Водородная масса (кг)	Относит.	2.27e-04	1.00e-02	Да
heat_conduction_a	1.19e+02	1.19e+02	Температура (°C)	Относит.	3.48e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_a	7.28e+01	7.27e+01	Температура (°C)	Относит.	1.44e-03	1.00e-02	Да
heat_conduction_a	4.21e+01	4.21e+01	Температура (°C)	Относит.	1.01e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_b	1.19e+02	1.19e+02	Температура (°C)	Относит.	4.52e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_b	1.15e+02	1.15e+02	Температура (°C)	Относит.	1.06e-04	1.00e-02	Да
heat_conduction_b	1.13e+02	1.13e+02	Температура (°C)	Относит.	8.21e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_c	1.18e+02	1.18e+02	Температура (°C)	Относит.	5.28e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_c	1.18e+02	1.18e+02	Температура (°C)	Относит.	8.38e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_c	1.17e+02	1.17e+02	Температура (°C)	Относит.	8.13e-05	1.00e-02	Да
heat_conduction_d	6.04e+01	6.04e+01	Температура (°C)	Относит.	2.67e-04	1.00e-02	Да
heat_conduction_d	5.85e+01	5.84e+01	Температура (°C)	Относит.	3.14e-04	1.00e-02	Да
heat_conduction_d	5.74e+01	5.73e+01	Температура (°C)	Относит.	2.21e-04	1.00e-02	Да
heat_conduction_kc	1.59e+02	1.58e+02	Температура (°C)	Относит.	1.35e-03	1.00e-02	Да
heat_conduction_kc	1.82e+02	1.82e+02	Температура (°C)	Относит.	1.72e-03	1.00e-02	Да
heat_conduction_kc	2.10e+02	2.10e+02	Температура (°C)	Относит.	2.09e-03	1.00e-02	Да
heat_conduction_kc	4.99e+00	4.95e+00	Температура (°C)	Относит.	8.02e-03	2.00e-02	Да
heat_conduction_kc	2.00e+01	1.98e+01	Температура (°C)	Относит.	1.22e-02	2.00e-02	Да
heat_conduction_kc	4.54e+01	4.49e+01	Температура (°C)	Относит.	1.10e-02	2.00e-02	Да
HoC_Ideal	8.77e-04	8.77e-04	Масс. расход горюч. (кг/м²)	Относит.	1.48e-07	1.00e-04	Да
HoC_NonIdeal	8.00e-04	8.00e-04	Масс. расход горюч. (кг/м²)	Относит.	0.00e+00	1.00e-04	Да
hot_spheres	-6.23e-02	-6.10e-02	Потеря энергии (кВт)	Относит.	2.16e-02	3.00e-02	Да
hot_spheres	-2.98e+01	-2.82e+01	Потеря энергии (кВт)	Относит.	5.37e-02	6.00e-02	Да
hot_spheres	2.03e+01	1.96e+01	Теплопередача (кВт/м²)	Относит.	3.08e-02	4.00e-02	Да
hot_spheres	8.10e+01	8.07e+01	Интенсивность (кВт/м²)	Относит.	4.03e-03	1.00e-02	Да
HVAC_flow_loss	1.00e+00	1.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	4.04e-03	5.00e-03	Да
HVAC_flow_loss	2.00e+00	2.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	2.22e-03	5.00e-03	Да
HVAC_flow_loss	3.00e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	5.00e-03	Да
HVAC_damper	3.00e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	1.00e-04	5.00e-03	Да
HVAC_damper	1.00e-12	1.00e-12	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	5.00e-03	Да
HVAC_damper	3.00e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_1	1.00e+00	1.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	9.00e-05	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_1	2.00e+00	2.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	1.69e-04	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_1	3.00e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_2	1.00e+00	1.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	4.99e-05	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_2	2.00e+00	2.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	1.16e-04	5.00e-03	Да
HVAC_tee_loss_2	3.00e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	5.00e-03	Да
HVAC_mass_conservation	5.82e-01	5.82e-01	Масса (кг)	Относит.	1.62e-05	1.00e-02	Да
HVAC_mass_conservation	1.16e+00	1.16e+00	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
HVAC_energy_pressure	1.00e+01	1.00e+01	Скорость (м/с)	Относит.	4.34e-04	1.00e-02	Да
HVAC_energy_pressure	1.00e+00	1.00e+00	Скорость (м/с)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
HVAC_energy_pressure	4.36e+01	4.36e+01	Давление (Па)	Относит.	5.86e-04	1.00e-02	Да
HVAC_energy_pressure	3.07e+02	3.07e+02	Энтальпия (кДж)	Относит.	1.07e-04	1.00e-02	Да
HVAC_aircoil	4.52e+01	4.52e+01	Подвод тепла (кВт)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
HVAC_aircoil	5.89e+01	5.89e+01	Температура на выходе (К)	Относит.	5.10e-08	1.00e-02	Да
HVAC_filter	1.85e+00	1.86e+00	Скорость в трубке (м/с)	Относит.	9.36e-03	7.00e-02	Да
HVAC_filter	2.93e+02	1.99e+01	Температура (К)	Относит.	9.32e-01	1.00e-02	Нет
HVAC_filter	-1.44e+02	-1.44e+02	Изменение давления (Па)	Относит.	1.94e-04	1.00e-02	Да
insulated_steel_pipe	2.60e+02	2.59e+02	Температура (°C)	Относит.	3.37e-03	1.00e-02	Да
insulated_steel_plate	1.35e+02	1.35e+02	Температура (°C)	Относит.	1.80e-04	1.00e-02	Да
isentropic	1.32e+00	1.32e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	4.75e-04	1.00e-02	Да
isentropic	1.32e+00	1.32e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	4.76e-04	1.00e-02	Да
isentropic	1.96e+04	1.97e+04	Давление (Па)	Относит.	5.51e-04	1.00e-02	Да
isentropic	1.96e+04	1.96e+04	Давление (Па)	Относит.	4.40e-04	1.00e-02	Да
isentropic	3.52e+01	3.53e+01	Температура (°C)	Относит.	1.46e-03	1.00e-02	Да
isentropic	3.52e+01	3.52e+01	Температура (°C)	Относит.	3.99e-05	1.00e-02	Да
isentropic	4.23e+02	4.24e+02	Энтальпия (кДж)	Относит.	5.69e-04	1.00e-02	Да
isentropic	4.23e+02	4.24e+02	Энтальпия (кДж)	Относит.	4.08e-04	1.00e-02	Да
isentropic2	1.36e+00	1.36e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	3.69e-04	1.00e-02	Да
isentropic2	1.36e+00	1.36e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	3.96e-04	1.00e-02	Да
isentropic2	6.43e+04	6.28e+04	Давление (Па)	Относит.	2.25e-02	3.00e-02	Да

isentropic2	6.43e+04	6.40e+04	Давление (Па)	Относит.	5.03e-03	3.00e-02	Да
isentropic2	1.36e+02	1.34e+02	Температура (°C)	Относит.	1.25e-02	3.00e-02	Да
isentropic2	1.36e+02	1.35e+02	Температура (°C)	Относит.	3.42e-03	3.00e-02	Да
isentropic2	5.80e+02	5.75e+02	Энтальпия (кДж)	Относит.	8.20e-03	1.00e-02	Да
isentropic2	5.80e+02	5.79e+02	Энтальпия (кДж)	Относит.	1.43e-03	1.00e-02	Да
leak_test	-9.54e+01	-9.55e+01	Давление (Па)	Относит.	6.29e-04	1.00e-02	Да
leak_test	9.54e+01	9.50e+01	Давление (Па)	Относит.	3.96e-03	1.00e-02	Да
methane_flame	2.72e-02	2.72e-02	Масса (кг)	Относит.	2.79e-04	1.00e-02	Да
methane_flame	2.72e-02	2.72e-02	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
methane_flame	3.48e-02	3.48e-02	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
methane_flame	3.00e-02	3.00e-02	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
ns2d_64_nupt1	1.08e+00	1.08e+00	Скорость (м/с)	Относит.	2.27e-04	1.00e-02	Да
particle_absorption_cart_surf_cart	9.85e+00	9.79e+00	Температура (°C)	Относит.	5.91e-03	1.00e-02	Да
particle_absorption_cart_surf_cyl	4.92e+00	4.89e+00	Температура (°C)	Относит.	6.16e-03	1.00e-02	Да
particle_absorption_cart_surf_sph	2.57e+00	2.55e+00	Температура (°C)	Относит.	6.91e-03	1.00e-02	Да
particle_flux	6.40e-01	6.40e-01	Масса (кг)	Относит.	1.56e-08	1.00e-02	Да

Имя примера	Ожидаемая метрика	Расчетная метрика	Зависимая переменная	Тип ошибки	Ошибка	Допустимость ошибки	В пределах допустимости
pine_needles	6.40e-01	6.40e-01	Масса (кг)	Относит.	1.56e-08	1.00e-02	Да
pine_needles	2.00e-01	2.00e-01	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
pine_needles	1.60e-01	1.60e-01	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
pressure_drop_001	3.77e+00	3.74e+00	Снижение давления (Па)	Относит.	6.73e-03	2.00e-02	Да
pressure_drop_001	7.54e+00	7.46e+00	Снижение давления (Па)	Относит.	9.98e-03	2.00e-02	Да
pressure_drop_001	1.51e+01	1.48e+01	Снижение давления (Па)	Относит.	1.56e-02	2.00e-02	Да
pressure_rise	5.00e+04	4.99e+04	Давление (Па)	Относит.	2.62e-03	1.00e-02	Да
pressure_rise	5.50e+01	5.46e+01	Температура (°C)	Относит.	6.89e-03	2.00e-02	Да
pressure_rise	1.60e+00	1.60e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	2.61e-03	1.00e-02	Да
propane_flame_deposition	4.47e-04	4.47e-04	Масса (г)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
propane_flame_deposition	4.47e-04	4.47e-04	Масса (г)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
radiation_box	2.01e-01	2.05e-01	Теплопередача (кВт/м²)	Относит.	1.65e-02	2.00e-02	Да
radiation_shield	1.98e+01	1.98e+01	Теплопередача (кВт/м²)	Относит.	6.05e-05	1.00e-02	Да
radiation_shield	2.00e+01	2.00e+01	Температура (°C)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
random_walk	5.10e+01	5.59e+01	Численная плотность (1/м³)	Относит.	9.65e-02	1.00e-01	Да
random_walk	4.61e+02	4.49e+02	Численная плотность (1/м³)	Относит.	2.68e-02	5.00e-02	Да
reactionrate_EDC_flm_1step_CH4	2.54e+03	2.54e+03	Температура (°C)	Относит.	4.10e-04	1.00e-02	Да
reactionrate_EDC_flm_1step_CH4	8.56e+05	8.55e+05	Давление (Па)	Относит.	4.18e-04	1.00e-02	Да
reactionrate_EDC_flm_1step_C3H8	2.63e+03	2.62e+03	Температура (°C)	Относит.	7.93e-04	1.00e-02	Да
reactionrate_EDC_flm_1step_C3H8	9.24e+05	9.23e+05	Давление (Па)	Относит.	8.00e-04	1.00e-02	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	2.47e+03	2.49e+03	Температура (°C)	Относит.	5.48e-03	1.00e-02	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	8.34e+05	8.36e+05	Давление (Па)	Относит.	2.87e-03	1.00e-02	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	2.55e+03	2.56e+03	Температура (°C)	Относит.	4.22e-03	1.00e-02	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	3.85e+05	3.86e+05	Давление (Па)	Относит.	3.46e-03	1.00e-02	Да
screen_drag	1.26e+02	1.27e+02	Снижение давления (Па)	Относит.	1.35e-02	2.00e-02	Да
screen_drag	1.40e+01	1.38e+01	Снижение давления (Па)	Относит.	1.01e-02	2.00e-02	Да
screen_drag	5.29e+00	5.25e+00	Снижение давления (Па)	Относит.	8.69e-03	2.00e-02	Да
screen_drag	1.26e+03	1.25e+03	Снижение давления (Па)	Относит.	1.05e-02	2.00e-02	Да
screen_drag	1.68e+02	1.65e+02	Снижение давления (Па)	Относит.	1.87e-02	2.00e-02	Да
screen_drag	1.24e+02	1.23e+02	Снижение давления (Па)	Относит.	7.10e-03	2.00e-02	Да
simple_duct	5.00e-01	4.97e-01	Масса CO₂ (кг)	Относит.	5.59e-03	1.00e-02	Да
stack_effect	4.15e+00	4.14e+00	Скорость (м/с)	Относит.	2.78e-03	5.00e-02	Да
stack_effect	3.95e+00	3.91e+00	Скорость (м/с)	Относит.	1.13e-02	5.00e-02	Да
stack_effect	1.23e+00	1.23e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	1.38e-03	1.00e-02	Да
stack_effect	1.24e+00	1.24e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	1.32e-03	1.00e-02	Да
stack_effect	1.19e+00	1.18e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	1.73e-03	1.00e-02	Да
stack_effect	1.20e+00	1.20e+00	Плотность (кг/м³)	Относит.	1.37e-03	1.00e-02	Да
spray_burner	8.00e+04	7.98e+04	Скорость выдел. тепла (кВт)	Относит.	2.75e-03	5.00e-02	Да
shrink_swell	5.00e-01	5.00e-01	Плотность поверхности (кг/м²)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
shrink_swell	1.00e+00	1.00e+00	Плотность поверхности (кг/м²)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
shrink_swell	5.00e-04	5.00e-04	Толщина (м)	Относит.	4.00e-08	1.00e-02	Да
shrink_swell	2.00e-03	2.00e-03	Толщина (м)	Относит.	5.00e-08	1.00e-02	Да
smoke_detector	6.47e+01	6.47e+01	Затемнение (%/м)	Относит.	2.44e-05	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_cart_fuel	3.60e+00	3.58e+00	Масса (кг)	Относит.	5.09e-03	1.00e-02	Да
surf mass vent char cart fuel	1.80e+00	1.80e+00	Масса (кг)	Относит.	6.48e-05	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_cyl_fuel	1.80e+00	1.80e+00	Масса (кг)	Относит.	2.46e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_char_cyl_fuel	9.00e-01	9.00e-01	Масса (кг)	Относит.	1.33e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_spher_fuel	1.20e+00	1.19e+00	Масса (кг)	Относит.	9.02e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_char_spher_fuel	6.00e-01	6.00e-01	Масса (кг)	Относит.	2.81e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cart_fuel	9.00e-03	8.99e-03	Масса (кг)	Относит.	6.54e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cart_fuel	4.50e-03	4.50e-03	Масса (кг)	Относит.	4.44e-08	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel	1.13e-02	1.13e-02	Масса (кг)	Относит.	8.48e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel	5.65e-03	5.65e-03	Масса (кг)	Относит.	8.61e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel	1.51e-03	1.50e-03	Масса (кг)	Относит.	7.53e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_fuel	7.54e-04	7.54e-04	Масса (кг)	Относит.	1.13e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_cart_gas	3.60e+00	3.58e+00	Масса (кг)	Относит.	4.28e-03	1.00e-02	Да



surf_mass_vent_char_cart_gas	1.80e+00	1.80e+00	Масса (кг)	Относит.	5.18e-05	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_cyl_gas	1.80e+00	1.80e+00	Масса (кг)	Относит.	2.16e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_char_cyl_gas	9.00e-01	9.00e-01	Масса (кг)	Относит.	1.08e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_nonchar_spher_gas	1.20e+00	1.19e+00	Масса (кг)	Относит.	8.37e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_vent_char_spher_gas	6.00e-01	6.00e-01	Масса (кг)	Относит.	2.17e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cart_gas	9.00e-03	8.98e-03	Масса (кг)	Относит.	2.12e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cart_gas	4.50e-03	4.50e-03	Масса (кг)	Относит.	4.44e-08	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_gas	1.13e-02	1.13e-02	Масса (кг)	Относит.	8.44e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_gas	5.65e-03	5.65e-03	Масса (кг)	Относит.	8.61e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_gas	1.51e-03	1.50e-03	Масса (кг)	Относит.	7.53e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_gas	7.54e-04	7.54e-04	Масса (кг)	Относит.	1.07e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_gas_advanced	5.65e-03	5.65e-03	Масса (кг)	Относит.	8.61e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cart_fuel_split	2.88e-03	2.88e-03	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cart_fuel_split	5.76e-03	5.69e-03	Масса (кг)	Относит.	1.23e-02	1.50e-02	Да
surf_mass_part_char_cart_fuel_split	3.46e+01	3.46e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	4.25e-06	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cart_fuel_split	5.40e+01	5.40e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	2.76e-06	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cart_fuel_split	6.91e+01	6.83e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	1.23e-02	2.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cart_fuel_split	1.08e+02	1.07e+02	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	7.41e-03	2.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel_split	2.26e-03	2.26e-03	Масса (кг)	Относит.	8.61e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel_split	4.52e-03	4.52e-03	Масса (кг)	Относит.	3.80e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel_split	2.71e+01	2.71e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	8.56e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel_split	4.07e+01	4.07e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	8.58e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel_split	5.42e+01	5.43e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	8.59e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_cyl_fuel_split	6.79e+01	6.79e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	2.57e-05	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel_split	5.42e+01	5.43e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	3.77e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel_split	8.15e+01	8.14e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	9.59e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel_split	1.09e+02	1.09e+02	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	3.94e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_cyl_fuel_split	1.36e+02	1.36e+02	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	5.05e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_fuel_split	2.59e-04	2.59e-04	Масса (кг)	Относит.	1.49e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel_split	5.17e-04	5.17e-04	Масса (кг)	Относит.	7.03e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_fuel_split	3.11e+00	3.10e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	1.54e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_fuel_split	4.63e+00	4.63e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	4.76e-05	1.00e-02	Да
surf_mass_part_char_spher_fuel_split	6.60e+00	6.60e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	6.71e-04	1.00e-02	Да

Имя примера	Ожидаемая метрика	Расчетная метрика	Зависимая переменная	Тип ошибки	Ошибка	Допустимость ошибки	В пределах допустимости
surf_mass_part_char_spher_fuel_split	9.05e+00	9.05e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	2.88e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel_split	6.20e+00	6.20e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	7.25e-04	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel_split	9.26e+00	9.25e+00	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	1.33e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel_split	1.32e+01	1.32e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	2.33e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_nonchar_spher_fuel_split	1.80e+01	1.81e+01	Кумулятивный эффект (кДж)	Относит.	3.29e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_specified	5.00e-03	4.99e-03	Масса (кг)	Относит.	2.25e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_specified	6.28e-03	6.27e-03	Масса (кг)	Относит.	2.22e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_part_specified	2.51e-03	2.51e-03	Масса (кг)	Относит.	2.14e-03	1.00e-02	Да
surf_mass_two_species	3.20e-01	3.19e-01	Масса (кг)	Относит.	2.77e-03	2.00e-02	Да
surf_mass_two_species	2.00e-01	2.00e-01	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	2.00e-02	Да
surf_mass_two_species	4.80e-01	4.81e-01	Масса (кг)	Относит.	1.85e-03	2.00e-02	Да
surf_mass_two_species	3.20e-01	3.20e-01	Масса (кг)	Относит.	3.12e-08	3.00e-02	Да
surf_mass_two_species	2.00e-01	2.00e-01	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	3.00e-02	Да
surf_mass_two_species	4.80e-01	4.80e-01	Масса (кг)	Относит.	2.08e-08	3.00e-02	Да
surf_mass_two_species	3.20e-01	3.19e-01	Масса (кг)	Относит.	1.74e-03	4.00e-02	Да
surf_mass_two_species	2.00e-01	2.00e-01	Масса (кг)	Относит.	7.83e-05	4.00e-02	Да
surf_mass_two_species	4.80e-01	4.79e-01	Масса (кг)	Относит.	1.94e-03	4.00e-02	Да
surf_mass_vent_liquid_fuel	6.84e+00	6.84e+00	Масса (кг)	Относит.	2.30e-04	1.00e-02	Да
TC_heating	6.00e+02	6.00e+02	Температура (°C)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
TC_view_factor	3.80e+02	3.90e+02	Температура (°C)	Относит.	2.47e-02	3.00e-02	Да
thermocouples	5.00e+02	5.00e+02	Температура (°C)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
thermocouples	5.00e+02	5.00e+02	Температура (°C)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
thermocouples	4.95e+02	4.95e+02	Температура (°C)	Относит.	4.04e-05	1.00e-02	Да
velocity_bc_test	1.79e+00	1.72e+00	Скорость (м/с)	Относит.	4.03e-02	3.00e-02	Да
water_evaporation_1	2.11e+00	2.11e+00	Влажность (%)	Относит.	6.16e-06	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	-6.97e+00	-6.96e+00	Энтальпия (кДж)	Относит.	1.76e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	-8.40e-01	-8.40e-01	Энтальпия (кДж)	Относит.	3.17e-06	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	1.00e-02	1.00e-02	Плотность (кг/м³)	Относит.	2.00e-08	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	1.54e+02	1.54e+02	Температура (°C)	Относит.	3.11e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	-7.81e+03	-7.80e+03	Давление (кПа)	Относит.	1.34e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_1	1.00e-02	1.00e-02	Масса (кг)	Относит.	0.00e+00	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	1.00e+02	1.00e+02	Влажность (%)	Относит.	5.83e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	-1.13e+01	-1.14e+01	Энтальпия (кДж)	Относит.	5.03e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	7.52e+00	7.56e+00	Энтальпия (кДж)	Относит.	6.09e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	1.93e-02	1.93e-02	Плотность (кг/м³)	Относит.	6.91e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	2.35e+01	2.35e+01	Температура (°C)	Относит.	9.38e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	2.35e+01	2.35e+01	Температура (°C)	Относит.	9.04e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_2	-5.98e+04	-5.98e+04	Давление (кПа)	Относит.	7.99e-05	1.00e-02	Да

water_evaporation_2	4.06e-02	4.07e-02	Плотность (кг/м³)	Относит.	6.85e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_3	1.00e+02	1.00e+02	Влажность (%)	Относит.	3.43e-04	1.00e-02	Да
water_evaporation_3	-4.82e+01	-4.59e+01	Энтальпия (кДж)	Относит.	4.80e-02	7.00e-02	Да
water_evaporation_3	6.51e-02	6.59e-02	Плотность (кг/м³)	Относит.	1.26e-02	2.00e-02	Да
water_evaporation_3	4.57e+01	4.59e+01	Температура (°C)	Относит.	5.59e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_3	4.57e+01	4.59e+01	Температура (°C)	Относит.	5.59e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_3	-5.00e+04	-4.98e+04	Давление (кПа)	Относит.	3.24e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_3	1.25e-01	1.27e-01	Массовая доля	Относит.	1.10e-02	2.00e-02	Да
water_evaporation_4	1.05e+02	1.11e+02	Поток энтальпии (кВт)	Относит.	5.28e-02	6.00e-02	Да
water_evaporation_6	1.72e+02	1.73e+02	Температура (°C)	Относит.	7.77e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_6	1.72e+02	1.73e+02	Температура (°C)	Относит.	7.04e-03	1.00e-02	Да
water_evaporation_6	3.46e+04	3.51e+04	Давление (кПа)	Относит.	1.26e-02	1.50e-02	Да
water_evaporation_7	-4.32e+01	-4.19e+01	Потеря/приток тепла (кВт)	Относит.	3.06e-02	1.00e-01	Да
zone_break_slow	1.97e+03	1.99e+03	Давление (Па)	Относит.	8.12e-03	2.00e-02	Да
zone_break_slow	1.00e+03	1.01e+03	Давление (Па)	Относит.	9.85e-03	2.00e-02	Да
zone_break_slow	1.00e+03	1.00e+03	Давление (Па)	Относит.	1.86e-04	2.00e-02	Да
zone_break_fast	1.97e+03	1.99e+03	Давление (Па)	Относит.	8.12e-03	2.00e-02	Да
zone_break_fast	1.00e+03	1.02e+03	Давление (Па)	Относит.	1.31e-02	2.00e-02	Да
zone_break_fast	1.00e+03	1.01e+03	Давление (Па)	Относит.	4.74e-03	2.00e-02	Да
burke_schumann_spec	1.00e+00	1.00e+00	Массовая доля	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-03	Да
burke_schumann_spec	1.00e-12	1.00e-12	Массовая доля	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-03	Да
burke_schumann_spec	1.00e-12	1.00e-12	Массовая доля	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-03	Да
burke_schumann_temp	1.00e-12	1.00e-12	Температура	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-03	Да
divergence_test	1.00e-12	-1.64e-12	Несовпадение (1/с)	Абсолют.	2.64e-12	1.00e-10	Да
divergence_test	1.00e-12	1.21e-12	Несовпадение (1/с)	Абсолют.	2.09e-13	1.00e-10	Да
e_coefficient	2.00e-04	1.41e-04	Скорость выдел. тепла (кВт)	Абсолют.	5.86e-05	1.00e-04	Да
e_coefficient	1.00e-08	9.16e-09	Скорость горения (кг/с)	Абсолют.	8.36e-10	1.00e-06	Да
emissivity	1.00e-12	8.55e-03	Излучаемость	Абсолют.	8.55e-03	1.00e-01	Да
energy_budget_adiabatic_walls	1.20e+03	1.20e+03	Расход энергии (кВт)	Абсолют.	2.95e-01	1.20e+01	Да
energy_budget_adiabatic_walls	1.00e-12	-2.45e+00	Расход энергии (кВт)	Абсолют.	2.45e+00	1.20e+01	Да
energy_budget_adiabatic_walls	-1.20e+03	-1.19e+03	Расход энергии (кВт)	Абсолют.	6.60e+00	1.20e+01	Да
energy_budget_adiabatic_two_fuels	1.20e+03	1.19e+03	Расход энергии (кВт)	Абсолют.	7.46e+00	1.20e+01	Да
energy_budget_cold_walls	1.00e-12	-4.45e+00	Расход энергии (кВт)	Абсолют.	4.45e+00	1.20e+01	Да
FED_FIC	1.00e-12	1.00e-12	FIC	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-02	Да
FED_FIC	1.00e-12	1.00e-12	FIC	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	1.00e-12	1.00e-12	FIC	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-02	Да
FED_FIC_SMIX	1.00e-12	1.00e-12	FIC	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-02	Да
HVAC_filter	1.16e-03	1.16e-03	Масса частиц (кг)	Абсолют.	8.75e-07	1.00e-05	Да
HVAC_filter	1.00e-12	5.67e-08	Масса частиц (кг)	Абсолют.	5.67e-08	1.00e-05	Да
leak_test_2	-1.91e+02	-1.90e+02	Давление (Па)	Абсолют.	2.14e-01	1.90e+00	Да
leak_test_2	1.00e-12	-5.32e-02	Давление (Па)	Абсолют.	5.32e-02	1.90e+00	Да
particle_drag_a	1.37e+00	1.37e+00	Скорость (м/с)	Абсолют.	1.44e-03	1.00e-02	Да
particle_drag_b	2.99e+00	3.00e+00	Скорость (м/с)	Абсолют.	2.72e-03	1.00e-02	Да
particle_drag_c	5.99e+00	5.99e+00	Скорость (м/с)	Абсолют.	5.45e-03	1.00e-02	Да
particle_drag_d	3.95e-01	3.91e-01	Скорость (м/с)	Абсолют.	4.14e-03	1.00e-02	Да
particle_drag_e	3.17e-01	3.16e-01	Скорость (м/с)	Абсолют.	1.55e-03	1.00e-02	Да
particle_drag_f	2.65e-01	2.64e-01	Скорость (м/с)	Абсолют.	7.78e-04	1.00e-02	Да
reactionrate_arrhenius_0order_1step	6.57e-05	6.57e-05	Массовая доля	Абсолют.	4.23e-08	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_0order_1step	1.62e-10	7.87e-11	Массовая доля	Абсолют.	8.33e-11	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_0order_1step	4.55e-01	4.55e-01	Массовая доля	Абсолют.	6.81e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_2order_1step	1.30e-02	1.31e-02	Массовая доля	Абсолют.	6.60e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_2order_1step	3.36e-03	3.25e-03	Массовая доля	Абсолют.	1.07e-04	1.00e-03	Да

Имя примера	Ожидаемая метрика	Расчетная метрика	Зависимая переменная	Тип ошибки	Ошибка	Допустимость ошибки	В пределах допустимости
reactionrate_arrhenius_2order_1step	1.70e-01	1.70e-01	Массовая доля	Абсолют.	1.45e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_2order_1step	9.27e-02	9.27e-02	Массовая доля	Абсолют.	5.28e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	3.84e-02	3.78e-02	Массовая доля	Абсолют.	5.62e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	9.72e-03	9.47e-03	Массовая доля	Абсолют.	2.50e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	3.90e-03	3.80e-03	Массовая доля	Абсолют.	9.97e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	1.45e-01	1.45e-01	Массовая доля	Абсолют.	6.13e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	8.23e-02	8.26e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.99e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	3.68e-02	3.62e-02	Массовая доля	Абсолют.	5.76e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	8.01e-03	7.79e-03	Массовая доля	Абсолют.	2.19e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	1.19e-02	1.16e-02	Массовая доля	Абсолют.	3.42e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	1.37e-01	1.38e-01	Массовая доля	Абсолют.	8.92e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_1p75order_2step	8.51e-02	8.53e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.45e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_1step	3.40e-05	4.54e-06	Массовая доля	Абсолют.	2.95e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_1step	3.75e-01	3.75e-01	Массовая доля	Абсолют.	7.13e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_1step	6.87e-02	6.88e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.03e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_1step	5.63e-02	5.63e-02	Массовая доля	Абсолют.	1.63e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_2step	2.64e-01	2.64e-01	Массовая доля	Абсолют.	1.09e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_2step	3.57e-01	3.57e-01	Массовая доля	Абсолют.	1.03e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_2step	5.55e-17	7.08e-05	Массовая доля	Абсолют.	7.08e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_O2lim_2step	2.28e-01	2.28e-01	Массовая доля	Абсолют.	4.39e-05	1.00e-03	Да

reactionrate_EDC_O2lim_2step	1.51e-01	1.51e-01	Массовая доля	Абсолют.	2.63e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_CH4	1.00e-06	1.50e-06	Массовая доля	Абсолют.	5.00e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_CH4	1.00e-12	6.21e-09	Массовая доля	Абсолют.	6.21e-09	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_CH4	1.51e-01	1.51e-01	Массовая доля	Абсолют.	3.10e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_CH4	1.24e-01	1.24e-01	Массовая доля	Абсолют.	1.00e-08	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_C3H8	1.00e-12	2.46e-08	Массовая доля	Абсолют.	2.46e-08	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_C3H8	4.00e-06	3.93e-06	Массовая доля	Абсолют.	7.19e-08	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_C3H8	1.81e-01	1.81e-01	Массовая доля	Абсолют.	1.90e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_1step_C3H8	9.86e-02	9.86e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.35e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_2step	4.01e-01	4.01e-01	Массовая доля	Абсолют.	3.40e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_2step	1.00e-12	2.06e-10	Массовая доля	Абсолют.	2.05e-10	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_2step	1.00e-12	1.14e-26	Массовая доля	Абсолют.	1.00e-12	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_2step	2.74e-01	2.74e-01	Массовая доля	Абсолют.	3.60e-07	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_flim_2step	2.25e-01	2.25e-01	Массовая доля	Абсолют.	2.00e-08	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	1.00e-12	1.26e-09	Массовая доля	Абсолют.	1.26e-09	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	3.90e-03	3.91e-03	Массовая доля	Абсолют.	6.90e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	1.49e-01	1.49e-01	Массовая доля	Абсолют.	8.34e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_EDC_1step_CH4_nonmix	1.22e-01	1.22e-01	Массовая доля	Абсолют.	7.14e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	2.27e-02	2.29e-02	Массовая доля	Абсолют.	1.73e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	1.00e-12	5.73e-06	Массовая доля	Абсолют.	5.73e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	3.98e-02	4.00e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.83e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	1.18e-01	1.18e-01	Массовая доля	Абсолют.	4.67e-04	1.00e-03	Да
reactionrate_arrhenius_equilibrium	9.86e-02	9.86e-02	Массовая доля	Абсолют.	1.27e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_lumped_two_air	1.00e-12	3.88e-05	Массовая доля	Абсолют.	3.88e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_lumped_two_air	1.00e-12	1.00e-12	Массовая доля	Абсолют.	0.00e+00	1.00e-03	Да
reactionrate_lumped_two_air	1.00e-12	1.01e-10	Массовая доля	Абсолют.	1.00e-10	1.00e-03	Да
reactionrate_lumped_two_air	1.00e+00	1.00e+00	Массовая доля	Абсолют.	3.89e-05	1.00e-03	Да
reactionrate_series_reaction	7.37e-02	7.37e-02	Массовая доля	Абсолют.	6.69e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_series_reaction	2.00e-06	1.00e-12	Массовая доля	Абсолют.	2.00e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_series_reaction	1.20e-01	1.20e-01	Массовая доля	Абсолют.	5.63e-06	1.00e-03	Да
reactionrate_series_reaction	6.54e-02	6.54e-02	Массовая доля	Абсолют.	3.05e-06	1.00e-03	Да
pvc_combustion	1.55e-01	1.55e-01	Массовая доля	Абсолют.	3.96e-04	1.00e-03	Да
pvc_combustion	1.44e-02	1.44e-02	Массовая доля	Абсолют.	3.25e-05	1.00e-03	Да
pvc_combustion	6.59e-02	6.60e-02	Массовая доля	Абсолют.	1.28e-04	1.00e-03	Да
pvc_combustion	3.93e-02	3.96e-02	Массовая доля	Абсолют.	2.94e-04	1.00e-03	Да
pvc_combustion	1.33e-01	1.34e-01	Массовая доля	Абсолют.	2.60e-04	1.00e-03	Да
scarc2d_fft_8mesh	-4.50e-02	-2.31e-01	Давление (Па)	Абсолют.	1.86e-01	4.00e-01	Да
scarc2d_cg_8mesh	-4.50e-02	-2.75e-02	Давление (Па)	Абсолют.	1.75e-02	3.00e-02	Да
scarc2d_bicg_8mesh	-4.50e-02	-2.75e-02	Давление (Па)	Абсолют.	1.75e-02	3.00e-02	Да
scarc2d_gmg_8mesh	-4.50e-02	-2.75e-02	Давление (Па)	Абсолют.	1.75e-02	3.00e-02	Да
sealed_box	1.00e-12	1.00e-12	Mass of Scalar 2 (кг)	Абсолют.	0.00e+00	2.00e-03	Да
sealed_box	1.00e+00	1.00e+00	Mass of Scalar 2 (кг)	Абсолют.	7.73e-04	2.00e-03	Да
soot_gravitational_settling	1.75e-07	1.97e-07	Концентрация сажи (мг/м³)	Абсолют.	2.16e-08	1.00e-06	Да
symmetry_test	-2.64e-03	2.64e-03	Скорость (м/с)	Абсолют.	5.29e-03	1.00e-02	Да
symmetry_test	-2.64e-03	2.64e-03	Скорость (м/с)	Абсолют.	5.29e-03	1.00e-02	Да
symmetry_test	-2.64e-03	2.64e-03	Скорость (м/с)	Абсолют.	5.29e-03	1.00e-02	Да
two_step_solid_reaction	3.57e-09	3.59e-09	Массовая доля	Абсолют.	2.16e-11	1.00e-02	Да
two_step_solid_reaction	6.25e-06	6.31e-06	Массовая доля	Абсолют.	6.16e-08	1.00e-02	Да
two_step_solid_reaction	1.00e+00	1.00e+00	Массовая доля	Абсолют.	6.32e-06	1.00e-02	Да
velocity_bc_test	7.91e-02	7.87e-02	Давление (Па)	Абсолют.	3.94e-04	5.00e-02	Да