

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л.,
Моисеева Д.С., Моторин А.А., Мурашкин И.В.

**ИССЛЕДОВАНИЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ,
СВЯЗАННЫХ С РАЗВИТИЕМ
И ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВОВ**

Москва
2020

УДК 533
ББК 22.33
И85

И85 Исследования и математическое моделирование явлений, связанных с развитием и воздействием взрывов : монография / Андрущенко В.А. [и др.]. — М.: РАН, 2020. — 192 с.

ISBN 978-5-907036-92-5

В настоящей монографии на основе физико-математического моделирования исследуются средне- и макромасштабные взрывные процессы на всех высотах в атмосфере Земли и в ближнем космосе. Это изучение проведено с помощью аналитических и численных методов для широкого круга задач, относящихся как к природным явлениям (эксплозивные извержения вулканов, взрывоподобное разрушение космических тел в атмосфере), так и связанным с деятельностью человека (проведение крупномасштабных взрывных геофизических экспериментов в ионосфере, разработка способов отражения столкновения метеороидов с Землей посредством ракетно-ядерного оружия и т. п.). Значительное место в монографии отведено лабораторному физическому моделированию с помощью лазерной плазмы наиболее сложных физических процессов, сопровождающих взрыв. Материал книги основан главным образом на опубликованных работах авторов.

Монография рассчитана на научных сотрудников, специализирующихся в области газовой динамики, физики плазмы, лабораторных исследований газоплазменных течений высокой удельной энергии и методов их численного моделирования. Книга будет полезна студентам старших курсов и аспирантам соответствующих специальностей.

ISBN 978-5-907036-92-5

© Институт автоматизации
проектирования РАН, 2020
© Коллектив авторов, 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
Введение	7
Глава 1. Одиночные взрывы на различных высотах	10
1.1. Автомодельное решение задачи о точечном взрыве и его сравнение с приближенным и численным решениями	10
1.2. Математическое моделирование пространственного течения газа при одиночном взрыве.....	14
1.2.1. Двумерные задачи о взрывах в неоднородной атмосфере.....	14
1.2.2. Взаимодействие взрыва с соосным термиком.....	15
1.2.3. Взрыв над твердой подстилающей поверхностью при наличии слоя нагретого газа различной протяженности	17
1.3. Физические особенности и результаты численного моделирования развития мощного взрыва в верхней атмосфере и ионосфере	21
1.3.1. Постановка задачи и краткое описание вычислительного алгоритма.....	22
1.3.2. Пространственно-временная структура плазменного течения.....	30
Глава 2. Математическое моделирование пространственного течения газа при парных и множественных взрывах	37
2.1. Взрывы в нижней атмосфере	37
2.2. Множественные синхронные взрывы, расположенные в вершинах пяти платоновых тел	48
2.3. Взрывы в ионосфере	51
Глава 3. Взрывы небесных тел в атмосфере и связанные с этим процессы и эффекты	57
3.1. Места скопления малых тел Солнечной системы. Статистические данные о численности опасных тел с разными показателями уровня угрозы для Земли	58
3.2. Ранние модели взрывов метеороидов в атмосфере. Модель К. П. Станюковича.....	59
3.3. Механизм взрыва метеороидов при превращении их кинетической энергии в энергию взрыва окружающего газа	61
3.3.1. Качественный анализ начального этапа вихреобразования внутри области взрыва метеороида в неоднородной атмосфере	61
3.3.2. Численное исследование внутренней структуры взрыва в переменных Лагранжа	63
3.3.3. Исследование одиночного взрыва метеороида и формирования его внутренней структуры при наличии подстилающей поверхности	70
3.3.4. Изучение множественных взрывов фрагментов метеороида на заключительной стадии его полета	73
3.4. Механизм «парового взрыва» метеороида.....	74

Глава 4. Эксплозивные взрывоподобные извержения вулканов	77
4.1. Земной вулканизм	77
4.1.1. Проявления вулканизма	77
4.1.2. Простейшие схемы вулкана и процесса его извержения	79
4.2. Взрывоподобные извержения континентальных вулканов	80
4.2.1. Аналитическая модель сильного взрыва вулкана	80
4.2.2. Численная модель сильного вулканического взрыва с учетом продуктов выброса в приближениях пассивной примеси и дискретных представителей	82
4.3. Взрывоподобные извержения подводных вулканов	87
4.3.1. Разрушение лавового купола подводного вулкана как стадия подготовки извержения	87
4.3.2. Динамика и разрушение магматических бомб, образующихся при извержениях подводных вулканов	92
Глава 5. Некоторые особенности физических процессов при неравновесном течении разреженного частично ионизованного газа	99
5.1. Некоторые общие особенности в описании динамики, кинетики и температуры низкотемпературной плазмы	99
5.2. Процессы закалки степени ионизации в молекулярном газе	102
5.3. Некоторые особенности ионизационной структуры и световых характеристик ударных волн	107
5.3.1. Особенности ионизационной структуры ударных волн	108
5.3.2. Особенности световых характеристик ударных волн	110
Глава 6. Использование лазерного излучения для исследования явлений, сопровождающих взрыв высокой удельной энергии	114
6.1. Основные физические явления, сопровождающие взаимодействие мощного импульса лазерного излучения с веществом	114
6.2. Электромагнитные процессы в окружающем разреженном газе, генерируемые жестким излучением	117
6.3. Физическое и численное моделирование ионизационно-динамических процессов мощного космического взрыва с помощью лазерной плазмы, разлетающейся в фоновый газ	120
6.4. Исследование процессов генерации магнитного поля при образовании и разлете лазерной плазмы. Рэлей-тейлоровская неустойчивость	134
Глава 7. Математическое моделирование физических процессов воздействия ядерного взрыва на астероид применительно к проблеме астероидно-кометной опасности	144
7.1. Краткий анализ состояния вопроса и основные подходы к решению проблемы астероидной опасности	144

7.2. Физика воздействия различных факторов ядерного взрыва на астероид, их математическое описание и результаты расчетов	145
7.3. Исследование процесса фрагментации астероида. Теоретический анализ	154
7.4. О радиофизической обстановке в области взрыва и возможности использования средств ракетно-космической обороны в решении проблемы АКО	157
7.5. О возможности использования мощного лазерного излучения в решении проблемы АКО	160
Глава 8. Численное моделирование воздействия разреженного плазменного потока от плазменного генератора или взрыва на поверхность твердого тела	163
8.1. Физический анализ задачи и ее математическая постановка	164
8.2. Алгоритм и результаты расчета	169
8.3. Оценка влияния дефектов в прозрачных диэлектриках на рассеяние света	175
Список литературы	177

ПРЕДИСЛОВИЕ

На протяжении более чем полувековой истории науки о взрывных явлениях их исследования продолжают оставаться актуальными и по сей день. Это связано не только с физической и научной стороной рассматриваемого вопроса, но и с постоянно расширяющейся сферой их практического и военно-прикладного применения.

В основе изложенных в монографии исследований лежит физический анализ развития взрывов и связанных с ними явлений, их аналитическое и численное моделирование. Так как взрывы в верхней атмосфере и ионосфере представляют собой чрезвычайно сложные явления как по физическому содержанию, так и по математическому моделированию, то для построения адекватных моделей многих явлений, сопровождающих такие взрывы, был выполнен достаточно широкий круг исследований с использованием лазерной плазмы. Некоторые результаты этих исследований изложены в представленной монографии.

Несмотря на определенное различие в природе рассматриваемых явлений, многие динамические и кинетические аспекты их развития имеют близкое физическое содержание, что делает возможным разработать достаточно общий методический аппарат, позволяющий не только исследовать явления с различных сторон и получить конкретные результаты, но и спрогнозировать развитие рассматриваемого физического направления как в общенаучном, так и в прикладном отношении.

Многие из затронутых в данной монографии вопросов обсуждались с профессором И. С. Никитиным, чл.-корр. РАН И. Б. Петровым, академиком В. Е. Фортовым, которым авторы выражают искреннюю благодарность и признательность.

Книга посвящена светлой памяти выдающегося ученого, академика Белоцерковского Олега Михайловича, который оказал незабываемое и определяющее влияние на научную деятельность авторов книги.

ВВЕДЕНИЕ

Понятие взрыва является одним из самых значимых понятий в естествознании, начиная от мелкомасштабных процессов в электрических разрядах и лазерных искрах, охватывая средне- и макромасштабные процессы, относящиеся к боевому и мирному применению ядерных зарядов и взрывоподобному разрушению космических тел в атмосфере, и заканчивая гигомасштабными галактическими событиями. Во всех случаях взрыв — это явление (процесс) выделения в ограниченном объеме некоторого количества энергии за очень короткий момент времени. Уже из вышеперечисленной номенклатуры процессов, именующихся взрывом, ясно, что ограниченность объема, выделенное количество энергии и краткость временного момента ее выделения — это величины относительные, связанные с масштабами, определяемыми пространственной (микро-макро-гиго-протяженной) мерой, присущей рассматриваемому классу взрывных явлений.

В истории изучения газодинамики течений, инициированных взрывами в атмосфере, произошло несколько всплесков научно-исследовательской активности. Первый из них произошел более семи десятилетий тому назад в связи с предстоящими испытаниями ядерного оружия и привел к возникновению теории точечного взрыва, описывающей явления, присущие взрывам зарядов малых размеров, но большой мощности в атмосфере. Первые публикации, заложившие основы теории сильного точечного взрыва, принадлежали Дж. Тейлору [Taylor, 1941], Дж. фон Нейману [Neumann, 1941], Л. И. Седову [Седов, 1946], К. П. Станюковичу [Станюкович, 1946]. Дальнейшее развитие теории точечного взрыва шло по двум направлениям: аналитическое и численное исследование одномерных задач в усложненных физических постановках (к ним относятся, например, работы [Черный, 1957; Компанец, 1960; Зельдович, Райзер, 2008; Brode, 1955; Охоцимский и др., 1957; Коробейников и др., 1961]) и переход к квазидвумерным задачам [Laumbach, Probst, 1969]. Прогресс в развитии электронно-вычислительной техники позволил рассчитывать взрывы в неоднородной атмосфере в двумерных постановках при детальном исследовании влияния на течение различных физических и геометрических факторов (противодавление, гравитация, электропроводность среды, несимметричность энерговыделения и пр.) [Коробейников и др., 1961; Бабенко и др., 1963; Действие ядерного взрыва, 1971; Кестенбойм и др., 1974; Шуршалов, 1980].

Второй пик резкого увеличения интереса к задачам теории взрыва, вновь выдвинувшимся в ряд задач первостепенной значимости, произошел около трех десятилетий тому назад в связи с осознанием человечеством реальности вторжения в атмосферу нашей планеты малых космических тел с их возможными последующими катастрофическими взрывами в ней или на земной поверхности, так называемая проблема астероидно-кометной опасности. Ее актуальность очевидна по причине неограниченности верхнего предела энерговыделения при таких взрывах и поэтому является важнейшей дилеммой для человечества, одной из сторон которой является вопрос его выживания.

После первых работ по этому вопросу [Астапович, 1958; Баум и др., 1968; Покровский, 1964, 1966] сформировалось целое самостоятельное направление исследований со своими особенностями в физическом содержании и численном моделировании. В значительной степени прогресс в этом направлении был обусловлен имеющимися эмпирическими материалами, наибольшее количество которых было получено при падении Челябинского болида в 2013 году. Безусловно, данное направление исследований достойно отдельного обзора специалистов и поэтому в монографии не рассматривается.

Определенное самостоятельное направление исследований сформировалось в 1970–1980 гг. при решении задач высотного ($h < 80$ км) и космического ($h > 80$ км) ядерного взрыва [Физика ядерного взрыва, 2009]. Для высотного взрыва основная трудность при численном моделировании была связана с необходимостью корректного описания переноса излучения; для космического взрыва — с расчетом параметров неравновесной плазмы и разреженного воздуха при их движении в неоднородной сильно разреженной верхней атмосфере и геомагнитном поле [Ступицкий, Холодов, 2012, 2019].

По мере развития вычислительной техники и более глубокого понимания физических процессов, определяющих развитие взрыва, возникла возможность численного исследования двойных и даже множественных взрывов, когда возмущенные области взрыва могут существенно влиять друг на друга. В данной книге этому, сравнительно новому направлению в развитии вычислительной физики — численным методом анализа взаимодействия и объединения двойных и множественных взрывов, а в более широком плане — взаимодействию и объединению плазменных областей, которые могут образовываться в результате импульсного энерговыделения химической, электрической или лазерной энергии, уделено особое внимание. Ясно, что для понимания картины развития двойных взрывов и разработки соответствующего математического аппарата необходимо хотя бы кратко проанализировать физические особенности развития и разработанные методы математического моделирования мощных одиночных взрывов на различных высотах. Определяющим критерием уровня успешности построения физико-математических моделей, воспроизводящих исследуемые взрывные явления (процессы), было получение удовлетворительной степени совпадения при сопоставлении основных полученных результатов и подтверждении обнаруженных при их анализе эффектов с данными, выявленными экспериментаторами в лабораторных опытах или натуральных испытаниях при исследовании ими аналогичных или близких явлений (процессов), и данными наблюдений.

Так как развитие мощного взрыва в ионосфере определяется комплексом достаточно сложных физических процессов, ради создания адекватных физических моделей для широкого диапазона высот и соответствующих численных алгоритмов требовались специальные экспериментальные исследования с исследованием лазерной плазмы, генерация которой носит взрывной характер, а последовательность и содержание процессов во многом аналогичны тем, которые происходят при разлете плазменного сгустка

высокой удельной энергии в разреженной ионосфере. Таким образом, экспериментальные и расчетные исследования лазерной плазмы позволили обнаружить ряд интересных физических эффектов и вместе с тем в определенной степени оттестировать численные алгоритмы.

Наряду со взрывами метеороидов в атмосфере и на поверхности Земли в монографии значительное место отведено численному анализу вопросов, связанных с извержением вулканов. В настоящее время работы в этом научном направлении продолжают активно развиваться, так как имеют важное экологическое значение.

В монографии показана возможность использования разработанных алгоритмов для решения смежных геофизических задач, близких по физическому содержанию и численной реализации рассматриваемым вопросам по развитию взрыва, а также по воздействию образуемых взрывом высокоскоростных потоков частиц на преграду. Последнее направление имеет не только большое научное, но и прикладное значение.

ГЛАВА 1. ОДИНОЧНЫЕ ВЗРЫВЫ НА РАЗЛИЧНЫХ ВЫСОТАХ

1.1. Автомодельное решение задачи о точечном взрыве и его сравнение с приближенным и численными решениями

Основная цель первых исследований мощных взрывов в однородной нижней атмосфере была связана с определением законов распространения образующихся при этом ударных волн (УВ) при одномерном течении [Седов, 1946, 1977; Коробейников и др., 1961].

Взрывные волны — это движение среды, возникшее в результате внезапного высвобождения энергии, первоначально заключенной в некотором небольшом объеме. Теория распространения взрывных волн играет важную роль в исследовании широкого круга природных явлений, таких как падение метеорных тел на поверхность планет, извержение вулканов, хромосферные вспышки на Солнце, вспышки новых и сверхновых звезд и пр., а также в изучении процессов, связанных с деятельностью человека, таких как взрывы ядерных и химических веществ, электрические разряды в газах и жидкостях, фокусировка лазерного излучения и др.

Точное решение автомодельной задачи было получено Л.И. Седовым в предположении точечного энерговыделения и нулевого давления окружающего воздуха [Седов, 1946, 1977]. Движение предполагалось адиабатическим при сферической симметрии для функций ρ , u , p/ρ^γ (обозначения стандартные), с граничными условиями Ренкина — Гюгонио на фронте УВ $r_1 = R(t)$:

$$\begin{aligned} \rho_1(u_1 - c) &= -\rho_0 c, \quad \rho_1(u_1 - c)^2 = \rho_0 c^2, \\ \rho_1(u_1 - c)[\gamma p_1 / (\gamma - 1) \rho_1 + (u_1 - c)^2 / 2] &= -\rho_0 c^3 / 2, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $c = dR/dt$ — скорость УВ, величины с индексом «1» — значения на фронте УВ. К ним присоединяется условие отсутствия притока массы и энергии в центре:

$$u(0, t) = 0 \text{ при } t > 0. \quad (1.2)$$

Начальные условия таковы:

$$\begin{aligned} \rho(r, 0) &\equiv \rho_0, \quad u(r, 0) \equiv 0, \quad p(r, 0) \equiv 0 \text{ при } r \neq 0, \\ 4\pi \int_0^{R(t)} \rho [u^2 / 2 + p / \rho(\gamma - 1)] r^2 dr &= E_0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Искомые функции зависят от набора определяющих параметров задачи:

$$t, E_0, \rho_0, r, \gamma. \quad (1.4)$$

Применяя анализ размерностей [Седов, 1977], получим безразмерные определяющие параметры:

$$\Pi_1 = r(E_0 t^2 / \rho_0)^{-1/5} = \lambda, \quad \Pi_2 = \gamma. \quad (1.5)$$

Решение системы обыкновенных уравнений, полученных из исходных в частных производных после подстановки:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 \rho'(\lambda, \gamma), \quad u = (r, t) u'(\lambda, \gamma), \quad p = \rho_0 (r/t)^2 p'(\lambda, \gamma), \\ r_1 &= \lambda_0(\gamma) (E_0 t^2 / \rho_0)^{1/5}, \quad c = (2/5) \lambda_0(\gamma) (E_0 / \rho_0 t^3)^{1/5}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

находится в автомодельных переменных в конечном виде [Седов, 1946, 1977].

Автомодельное решение Л.И. Седова, выведенное в [Седов, 1946], представляется весьма громоздкими формулами в параметрическом виде, а часто в приложениях возникает необходимость в упрощенных, более наглядных зависимостях решения задачи от независимой переменной. Такие приближенные соотношения, хорошо аппроксимирующие точное решение при малых значениях параметра $\varepsilon = \gamma - 1$, выведены в [Головешкин и др., 2013, 2015; Мурашкин, 2013; Андрущенко и др., 2013]. Вводятся уточненные безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} \rho &= [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] \rho_0 \rho'(\lambda), \quad u = 4/5(\gamma + 1) [(E / \rho_0) t^{-3}]^{1/5} u'(\lambda), \\ p &= 8/25(\gamma + 1) \rho_0 [(E / \rho_0) t^{-6}]^{1/5} p'(\lambda), \quad \lambda = r [(E / \rho_0) t^2]^{1/5}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Исходная система дифференциальных уравнений в частных производных после подстановки новых переменных ρ' , u' , p' сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений от λ . После проведения трудоемких выкладок последовательных преобразований зависимых и независимых переменных получаются формулы приближенного решения в автомодельных переменных до членов второго порядка точности относительно ε [Андрущенко и др., 2013; Головешкин и др., 2015]. Из-за громоздкости полные формулы здесь не приводятся. При отбрасывании в них членов порядка ε^2 получаются следующие соотношения до членов первого порядка точности относительно ε :

$$\begin{aligned} \rho &= \lambda^{(5-2\gamma)/(\gamma-1)} (2 - \lambda^{3/(\gamma-1)})^2, \quad u = \lambda [1 - (\gamma - 1)(1 - \lambda^{3/(\gamma-1)})], \\ p &= (1 + \lambda^{3/(\gamma-1)})/2 + (\gamma - 1)(1/4 - \ln 2)(1 - \lambda^{3/(\gamma-1)}). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Сопоставление результатов точного решения Л.И. Седова (сплошные кривые) и приближенного с учетом членов порядка ε^2 (пунктир) для ρ , u , p при значениях $\gamma = 1.1$; 1.2; 1.4 приведено на рис. 1.1, *a-b* соответственно.

На рис. 1.2, *a-b* представлено сравнение точного решения с приближенным — формулы (1.8) в тех же обозначениях.

Совпадение оказалось хорошим в первом случае и только немного хуже во втором.

Приводятся значения коэффициентов $\lambda_0(\gamma)$ в законе распространения фронта УВ $(R(t) = \lambda_0(\gamma)(E_0 t^2 / \rho_0)^{1/5})$ для точного решения [Седов, 1977], для приближенного решения Зельдович — Райзера [Зельдович, Райзер,

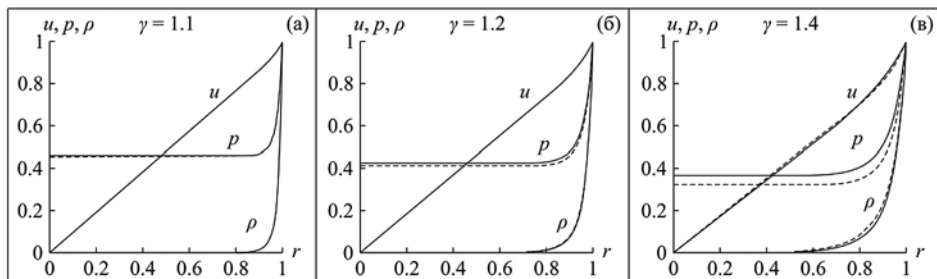


Рис. 1.1. Сравнение точного решения Л.И. Седова (сплошные кривые) с приближенным с точностью до членов второго порядка малости (пунктир) для различных показателей адиабаты — γ

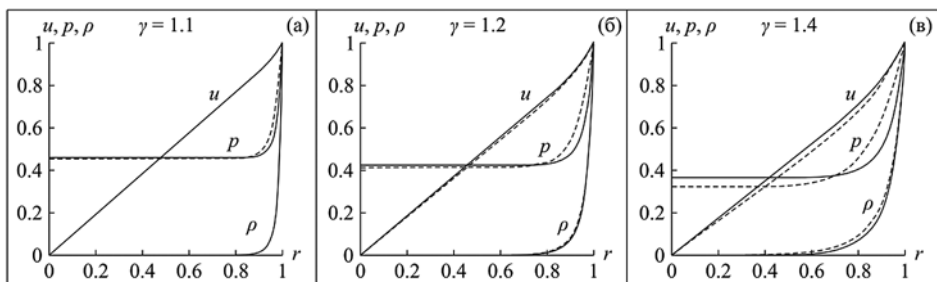


Рис. 1.2. Сравнение точного решения Л.И. Седова (сплошные кривые) с приближенным (формула (1.8)) с точностью до членов первого порядка малости (пунктир) для различных показателей адиабаты — γ

2008], использовавших метод тонкого пограничного слоя [Черный, 1959] — $\lambda_0(\gamma) = [75(\gamma-1)(\gamma+1)^2 / 16\pi(3\gamma-1)]^{1/5}$, и нашего приближенного решения [Головешкин и др., 2015] — $\lambda_0(\gamma) = [75(\gamma-1)/8\pi]^{1/5}$, выведенные из закона сохранения энергии. Для показателя γ в пределах 1.05–1.67 отличие λ_0 в нашем случае от точного — порядка 1%.

В работе [Андрущенко и др., 1975] рассматривается численное решение задачи о сильном точечном взрыве с автомодельностью второго рода. Предполагается, что на фронте УВ происходит потеря энергии (например в случае излучения) или ее приток (например вследствие химической реакции) [Артемьев и др., 1989]. Тогда в левую часть третьего граничного условия в (1.1) вносится дополнительный член $-\rho_1(u_1 - c)\varepsilon$, где ε — параметр интенсивности потерь ($\varepsilon < 0$) или притока ($\varepsilon > 0$) энергии за единицу времени в единице проходящей через фронт массы газа, который пропорционален температуре на фронте $\varepsilon = AT_1 = Cp_1 / \rho_1$ (здесь A, C — константы, что необходимо, чтобы получающаяся асимптотика была автомодельной). Далее вводится обозначение $C = (\gamma_1 - \gamma) / (\gamma_1 - 1)(\gamma - 1)$, где γ — показатель адиабаты внутри возмущенной взрывом области, а γ_1 — на УВ. Можно показать [Андрущенко и др., 1975; Баренблатт, 1982], что решение этой задачи в форме, аналогичной для решения задачи об обычном сильном взрыве

(1.6) при $\gamma \neq \gamma_1$, не существует. Тем не менее, задача является автомодельной, но в отличие от задачи о сильном точечном взрыве (автомодельность первого рода [Седов, 1977]) показатель автомодельности здесь нельзя определить из теории размерности, а только после ее численного решения (это так называемая автомодельность второго рода [Баренблатт, 1982]). Для исследования задачи в постановке, в которой конечная энергия в начальный момент $t = 0$ выделяется не в точке, а в сфере некоторого малого радиуса R_0 , были проведены численные эксперименты. За начальные условия было выбрано решение Л.И. Седова для сильного взрыва, произошедшего в некоторый момент времени до момента времени $t = t_0$, когда фронт УВ достигает величины радиуса R_0 , после этого отсчет начинается заново от $t = 0$ при включении излучения или выделении энергии на фронте. Задача решается методом установления [Андрущенко и др., 1975; Баренблатт, 1982], основной результат заключается в том, что решение быстро выходит на асимптотику вида:

$$\rho = \rho_0 \tilde{\rho}(\lambda, \gamma, \gamma_1), \quad u = (r/t) \tilde{u}(\lambda, \gamma, \gamma_1), \quad p = \rho_0 (u/t)^2 \tilde{p}(\lambda, \gamma, \gamma_1),$$

$$\lambda = r/r_1, \quad r_1 = (Et^2 / \rho_0)^{\alpha/2}, \quad (1.9)$$

где E и α — некоторые постоянные, причем α зависит от γ и γ_1 и не зависит от t_0 , E , ρ_0 , а E зависит и от них. Зависимость $\alpha(\gamma_1)$ при $\gamma = 1.1$ приведена на рис. 1.3.

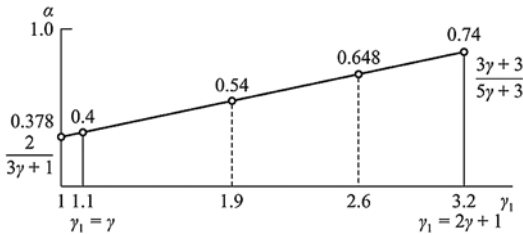


Рис. 1.3. Функциональная зависимость $\alpha(\gamma_1)$ при $\gamma = 1.1$

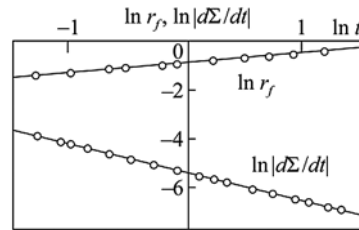


Рис. 1.4. Выход функций, определяющих процесс, на автомодельный режим

Выход решения на автомодельный режим показан на рис. 1.4, на котором видно, что график зависимости $\ln r_1$ от $\ln t$ выходит на прямую $\ln r_1 \sim \alpha \ln t$, а зависимость $\ln |d\Sigma/dt|$ от $\ln t$ — на прямую $\ln |d\Sigma/dt| \sim (5\alpha - 3) \ln t$ (здесь Σ — безразмерная суммарная энергия газа в возмущенной области).

1.2. Математическое моделирование пространственного течения газа при одиночном взрыве

1.2.1. Двумерные задачи о взрывах в неоднородной атмосфере

Если масштабы газодинамического возмущения, создаваемого взрывом в атмосфере, становятся сравнимыми с высотой однородной атмосферы, которая на высотах $h < 100$ км составляет $\sim 6-8$ км, то течение со временем приобретает двумерный характер.

В работах [Андрущенко и др., 1981; Белоцерковский и др., 2000] рассматривалась задача о распространении в верхней части тропосферы взрывной УВ на основе нестационарных уравнений Навье — Стокса. Учитывались неоднородность среды, противодействие, гравитация и излучение.

Исследовался взрыв на высоте $H = 8$ км с энергосвободой $E = 10^{17}$ Дж с учетом диссипации энергии посредством лучистого переноса тепла. Коэффициенты вязкости и лучистого переноса аппроксимировались степенными зависимостями: $\mu \sim T^\omega$, $k \sim T^\alpha \rho^\beta$, где параметры ω , α , β принимались равными 1.5; 1.5; -2.0, как это рекомендовалось для задач подобного класса в [Kim et al., 1975]. За начальные условия выбирались решения одномерной задачи в секторном приближении [Кестенбойм и др., 1974] по различным направлениям с последующей интерполяцией результатов на двумерную сетку [Андрущенко и др., 1981]. Обезразмеривание осуществлялось посредством параметров: начальный радиус УВ R_1 — линейный масштаб, $\sqrt{R_1/g}$, $\sqrt{R_1g}$ — масштабы времени и скорости, $\rho_0 = \rho_a(H)$, $p_0 = p_a(H)$, T_0 — масштабы плотности, давления, температуры. Определяющие задачу безразмерные комплексы: $Re = \rho_0 R_1 \sqrt{R_1g} / \mu_0$ — число Рейнольдса, $Pr = c_p \mu_0 / k_0$ — число Прандтля, $M = \sqrt{R_1g} / \gamma T_0$ — число Маха, $\gamma = c_p / c_v$, $z_1 = H / R_1$, $p_1 = p'_1 / p_0$, ω, α, β .

Исходная система аппроксимировалась разностной с помощью неявной разностной схемы расщепления по функциям и координатам [Белоцерковский и др., 2000]. Счет велся сквозным способом (при $Re = 10^7$, $Pr = 1$, $M = 0.1$, $\gamma = 1.4$) в области с подвижными границами (кроме оси симметрии), достаточно далеко удаленными от фронта УВ, чтобы на них можно было ставить краевые условия невозмущенной атмосферы, на оси $r = 0$ — условия симметрии.

На рис. 1.5 показано распределение безразмерных давления p^* (кривая 1), плотности ρ^* (кривая 2) и размерных температуры T (кривая 3) и скорости v (кривая 4) на оси симметрии при $t = 5$ с.

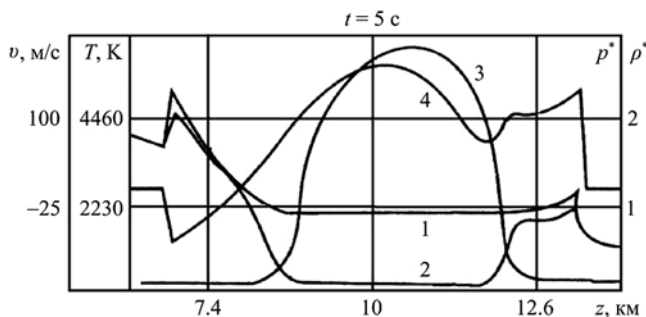


Рис. 1.5. Графики газодинамических функций (1 — давление p^* ; 2 — плотность ρ^* ; 3 — температура T ; 4 — скорость v) на оси симметрии при $t = 5$ с

При этом перепад давления в нижней точке фронта УВ составляет 1.4, а в верхней — 2.1. К этому времени радиальное в начале поле скоростей из-за неоднородности атмосферы перестраивается так, что в центральной горячей части возмущенной области образуется интенсивный поток газа, направленный вверх. Затем, в более поздние времена, происходит закрутка потока с образованием кольцевого вихря — типичный эффект при взрывах в неоднородной атмосфере — с мощным вертикальным течением внутри него (см. рис. 1.6, на котором приведена картина распределения поля скоростей при $t = 20$ с).

Но в более поздние моменты времени необходимо учитывать турбулизацию среды с заданием соответствующей модели турбулентности и коэффициентов диссипации, а также влияние на процесс метеоусловий [Физика ядерного взрыва, 2009].

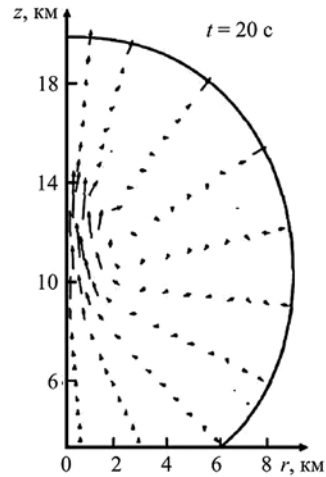


Рис. 1.6. Картина поля скоростей в расчетной области при $t = 20$ с

1.2.2. Взаимодействие взрыва с соосным термиком

На основе разработанного численного алгоритма был решен ряд задач возмущения атмосферы, допускающих двумерные постановки. В работе [Андрущенко, 1989] рассматривалось взаимодействие взрыва с соосным термиком, то есть рассматривалась задача о прохождении полусферической УВ, моделирующей вулканический взрыв, через облако выброса вулкана в виде термика. Математическая постановка задачи идентична предыдущей. Различие состоит: в постоянстве коэффициентов вязкости и теплопроводности и в краевых условиях на нижней границе $z = 0$ — здесь поставлены условия «проскальзывания» [Андрущенко, 1989]. При выборе начальных условий используются данные вулканических взрывов умеренной мощности [Фирстов и др., 1978]. Начальные радиусы соосных термика с центром в точке ($r = 0, z = H = 100$ м) и полусферической УВ с центром в точке ($r = z = 0$) $R_0 = 50$ м. Газодинамические параметры за фронтом УВ — решение задачи о взрыве [Андрущенко и др., 1981], внутри термика распределение ρ, t, p как в [Белоцерковский и др., 2000]. При $t = 0$ термик соприкасается с фронтом УВ с перепадом давления на нем $p_1/p_a = 2.2$. После того как верхняя часть фронта УВ, прилегающая к оси симметрии, оказывается в нагретом теле термика, она разгоняется и оказывается впереди остальной части фронта, что приводит к возникновению образования в виде куполообразного предвестника. На рис. 1.7 представлена картина распределения изобар при $t = 0.22$ с (цифрам 1–6 соответствуют изобары 0.93–1.18 с шагом 0.05).

Давление при прохождении через горячее облако сильно падает, а профили его распределения размазываются (см. рис. 1.8, на котором приведе-

ны профили давления по осям Oz и Or для шести моментов времени: 1 — 0.032 с, 2 — 0.064 с, 3 — 0.096 с, 4 — 0.16 с, 5 — 0.22 с, 6 — 0.32 с; здесь же штрихпунктиром нанесено распределение температуры по оси Oz, которое за интервал времени (0.032 с, 0.32 с) практически не изменяется). Таким образом, в верхней части УВ как бы образуется «дырка» — область с пониженным давлением, через которую энергия возмущенного взрывом газа начинает перекачиваться в образовавшийся к моменту времени $t \approx 0.22$ с предвестник. Подобный эффект образования «дырки» во фронте УВ наблюдался и в лабораторных экспериментах в случае прохождения слабой сферической УВ через лазерную искру [Бархударов и др., 1984], который трактовался как исчезновение или диссипация УВ. На самом деле, как показали настоящий и предыдущий (с плоской взрывной УВ [Андрущенко, Чудов, 1988]) численные эксперименты, профили давления оказались настолько размытыми, что их уже нельзя было идентифицировать в качестве УВ, как по причине малости амплитуд, так и по причине большой протяженности с малыми градиентами (см. кривые 3–4 по вертикали и горизонтали на рис. 1.8).

Перекачка энергии в рассматриваемой задаче носит более интенсивный характер, чем при взаимодействии с термиком прямой УВ [Андрущенко, Чудов, 1988]. Газ из внутренней области и из зон у головного фронта, прилегающих к предвестнику, устремляется в более разреженную область у оси Oz и схлопывается около нее, образуя вторичные кумулятивные УВ. Одна из них устремляется вверх и «подпитывает» предвестник, который, распространяясь в облаке, непрерывно увеличивается в размерах и охватывает все большую область, существенно искажая начальную картину течения. Вторая — создает интенсивный поток в виде реактивной струи в окрестности оси симметрии, направленной вниз (см. поле скоростей в зоне схлопывания и ниже на рис. 1.9; здесь же нанесены внешние и внутренние границы термика с температурами 425 К и 1820 К соответственно). Подобная реактивная струя, истекающая вниз, наблюдалась в лабораторных опытах [Naas, Sturtewant, 1986] при изучении взаимодействия УВ в воздухе с пузырем более легкого газа.

Еще одной особенностью этого течения является образование у внешней границы термика к $t \approx 0.15$ с сложной маховской конфигурации в виде висячего скачка уплотнения, возникшего при столкновении предвестника с невозмущенной частью фронта УВ (см. рис. 1.7, где на картине распределения изобар он хорошо прослеживается — изобара б).

Численный эксперимент подтвердил также опытные результаты наблюдений [Hamernik, Dosanjh, 1972] о заметном влиянии УВ, прошедшей через термик, на динамику последнего, в результате чего тороидальная вихревая структура формируется за 0.4 с (см. рис. 1.10, на котором изображена картина распределения поля скоростей при $t = 0.45$ с; здесь также нанесены границы термика с температурами 425 К и 1820 К). Свободно же всплывающий термик трансформируется в вихревой тор примерно в три раза медленнее за время, равное 1–1.2 с.

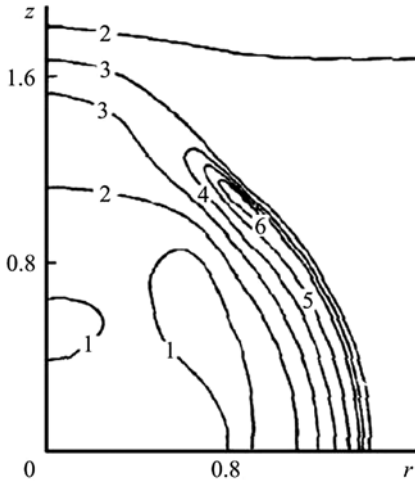


Рис. 1.7. Картина распределения изобар в расчетной области при $t = 0.22$ с (цифрам 1–6 соответствуют изобары 0.93–1.18 с шагом 0.05)

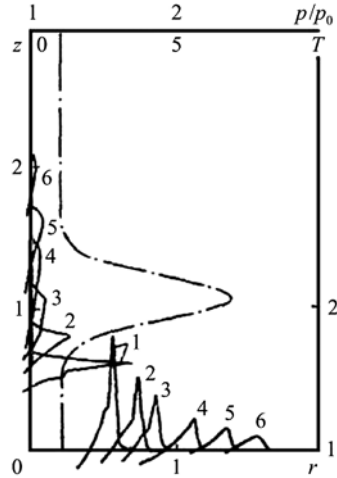


Рис. 1.8. Графики профилей безразмерного давления по осям координат для шести моментов времени; 1 — 0.032 с, 2 — 0.064 с, 3 — 0.096 с, 4 — 0.16 с, 5 — 0.22 с, 6 — 0.32 с (сплошные кривые). График безразмерной температуры (штрихпунктир)

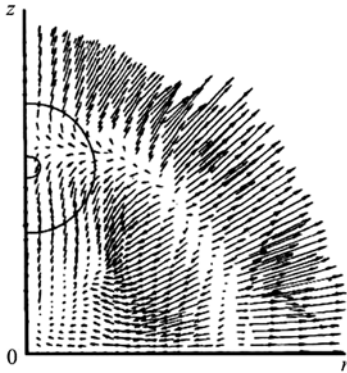


Рис. 1.9. Картина поля скоростей в расчетной области при $t = 0.15$ с, сплошные линии — внешняя и внутренняя границы термика

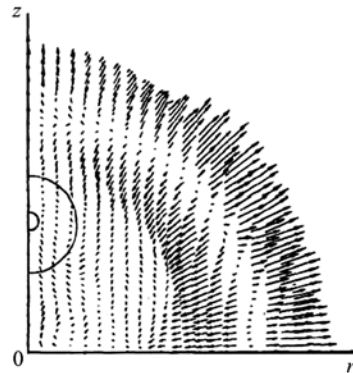


Рис. 1.10. Картина поля скоростей в расчетной области при $t = 0.45$ с, сплошные линии — внешняя и внутренняя границы термика

1.2.3. Взрыв над твердой подстилающей поверхностью при наличии слоя нагретого газа различной протяженности

Разработанный двумерный алгоритм позволил решить ряд задач и получить пространственно-временные картины течений газа при взаимодействии приповерхностного взрыва с непроницаемой плоскостью в отсутствие и при наличии на ней тонкого слоя нагретого газа различной протяженности. Постановки этих задач в значительной степени идентичны постановке задачи об одиночном взрыве в неограниченной среде, описан-

ной выше, и различия заключались в выборе краевых условий на нижней границе.

В работе [Андрущенко, Кестенбойм, 1982] рассчитывалось взаимодействие приповерхностного взрыва с непроницаемой подстилающей плоскостью при учете излучения для двух вариантов перепада давления на фронте УВ при ее подходе к плоскости: 1 — $p_1 = 17$ и 2 — $p_1 = 9$.

При отражении при малых углах падения первичной головной УВ на подстилающую плоскость реализуется регулярное отражение, при переходе через предельные значения угла падения осуществляется нерегулярное — маховское отражение (рис. 1.11).

Выявлен процесс многократного отражения вторичных УВ от подстилающей поверхности. Так, на рис. 1.12 для точки эпицентра ($r = 0, z = 0$) построены графики давления $p_{00}(t)$, соответствующие вариантам 1 и 2 (показана эволюция давления в моменты времени, следующие за временем первичного отражения). Видно, что для менее интенсивной падающей УВ характерны более глубокая фаза разрежения в эпицентре и меньший пик давления, сопровождающие вторичные отражения УВ.

Интересные в физическом отношении результаты были получены при решении задачи о дифракции сферической УВ от твердой подстилающей поверхности в случае, когда в результате излучения на ней образовался относительно тонкий тепловой слой (ТС) воздуха [Андрущенко и др., 1989, 1990, 2000; Андрущенко, Мещеряков, 1990, 1993]. Математическая постановка задачи идентична предыдущей, но излучение не учитывается — коэффициенты вязкости и теплопроводности постоянны.

а. Случай протяженного слоя

Начальный радиус УВ $R_0 = 50$ м, толщина ТС $h = 0.2R_0$, перепад давления на УВ $p_\phi = 2.1$. Температура газа T_2 в ТС варьировалась от 500 К до 3500 К [Голубь, 2006].

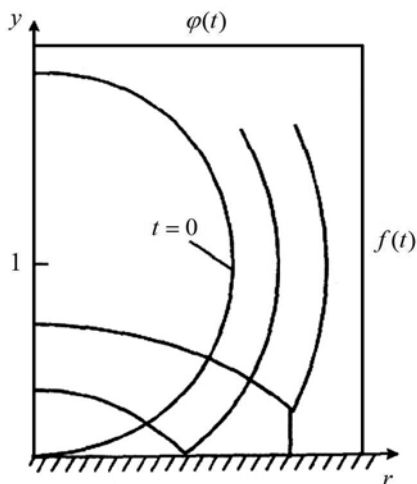


Рис. 1.11. Схематическое изображение фронтов падающих и отраженных УВ

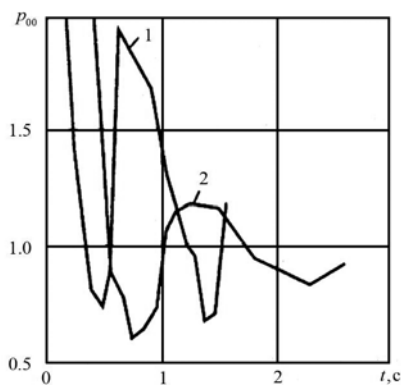


Рис. 1.12. Графики $p_{00}(t)$ в эпицентре взрыва для вариантов 1 и 2

При входе УВ в ТС происходит понижение ее амплитуды, размазывание фронта и его ускорение, тем более значительное, чем выше температура в слое. В итоге при наличии ТС УВ значительно раньше достигает подстилающей плоскости: если в отсутствие слоя $T_2 = 288$ К это происходит при $t \approx 0.178$ с, то при наличии $T_2 = 3500$ К — при $t \approx 0.09$ с. Отраженная УВ, достигая верхней границы ТС (контактного разрыва), взаимодействует с ней, распадаясь на две УВ, одна продолжает движение вверх, вторая — возвращается к поверхности и вновь отражается, то есть происходит частичное запираение УВ в ТС и ее колебания между плоскостью и контактным разрывом с затухающей амплитудой. В отсутствие ТС регулярное отражение продолжается до $t \approx 0.75$, при $T_2 = 1000$ К — до $t \approx 0.22$, когда образуется маховская ножка, быстро растущая по высоте. При наличии на твердой поверхности впереди фронта УВ теплового слоя давление торможения потока в нем уменьшается вследствие увеличения скорости звука и с некоторого момента времени становится ниже давления за фронтом УВ, то есть выполняется критерий Г.И. Таганова [Артемьев и др., 1989], и образуется предвестник. Он образуется для $p_\phi = 2.1$ при $T_2 \geq 500$ К и не образуется при $T_2 \leq 400$ К. Характерная ударно-волновая конфигурация на «квазистационарном» этапе примет такой вид, как на рис. 1.13, на котором BG — участок исходного фронта УВ; AE — предвестник; EF — участок фронта, распространяющийся по ТС; AC — косой скачок уплотнения; AB — оставшаяся часть маховской ножки; RB — участок отраженной УВ; RD и RP — соответственно предвестник и косой скачок уплотнения, образовавшийся при взаимодействии отраженной волны с горячей центральной областью; EC, CN, AM, KB — волны разрежения.

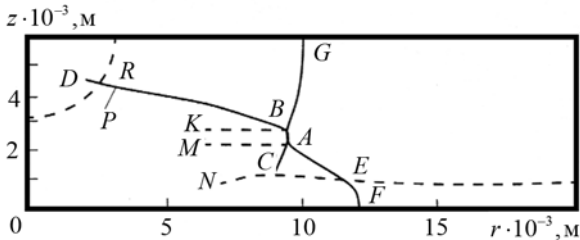


Рис. 1.13. Схематическое изображение ударно-волновой конфигурации при отражении сферической ударной волны от плоскости при наличии протяженного теплового слоя

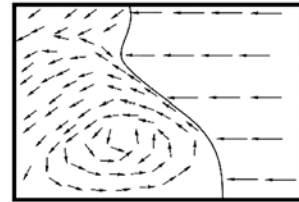


Рис. 1.14. Картина поля скоростей в нижней части расчетной области со схематически изображенным предвестником для момента времени формирования для ним интенсивного вихря

Через некоторое время после возникновения такой ударно-волновой конфигурации движение головного фронта выходит на режим, близкий к автомодельному, подобно тому, как это происходило в течении, рассмотренном в [Артемьев и др., 1989]. Так, величины углов наклона предвестника AE к горизонту α не меняются с течением времени, причем их величины не зависят от интенсивности УВ, но сильно зависят от температуры газа T_2 в ТС. Величины углов наклона неплохо описываются формулой, выведенной для плоских УВ в [Артемьев и др., 1989]: $\alpha_r = \arcsin(T_2)^{-1/2}$.

Расчеты показывают, что в системе координат, связанной с фронтом, в области за предвестником формируется интенсивный вихрь (рис. 1.14), как это и утверждается в [Артемьев и др., 1989]; газ, прошедший через фронт кривой УВ АЕ, испытывает дополнительное сжатие во внутренней волне АС, разворачивается и истекает в предвестник, поддерживая распространение и увеличение размеров последнего. Таким образом, реализуется не схема образования и развития предвестника типа «расширяющегося прокола» Г.И. Таганова [Губкин, 1970], а схема, предложенная в [Артемьев и др., 1989], из которой следует, что предвестник «наполняют» и обеспечивают его рост струи, прошедшие косую волну предвестника и оттесняющие от него газ, сжатый основной УВ. Результаты расчетов позволяют сделать вывод, что наличие ТС даже небольшой толщины h кардинально изменяет картину течения; и, регулируя температуру T_2 в нем, можно управлять течением не только в ТС, а практически во всей области потока.

б. Случай слоя малой протяженности: реализация обращенного маховского отражения

Математическая постановка задачи идентична случаю, описанному в *a*, кроме малости протяженности ТС по координате r , обозначенных L ($R_0 = 1$, $H = 1.2$, $h = 0.2$). Рассматривались четыре варианта: 1 — $L = 1$, $T_2 = 2000$ К; 2 — $L = 1.5$, $T_2 = 2000$ К; 3 — $L = 1$, $T_2 = 3500$ К; 4 — $L = 1.5$, $T_2 = 3500$ К. Все виды отражения будем идентифицировать в соответствии с обозначениями в [Такаюта, Ven-Dor, 1985] с помощью длины волны — ножки Маха λ и расстояния, которое головной фронт УВ проходит по подстилающей поверхности r , — следующим образом: $d\lambda/dr > 0$ соответствует прямому маховскому отражению, $d\lambda/dr = 0$ — стационарному маховскому отражению и $d\lambda/dr < 0$ — обращенному маховскому отражению (эта классификация эквивалентна приведенной в [Такаюта, Ven-Dor, 1985], где рассматривалась производная от длины волны Маха по времени).

Рассмотрим результаты расчета варианта 1. Начальная стадия дифракции взрывной УВ, пока отраженная УВ, находится в пределах ТС, полностью идентична результатам расчета при $L \rightarrow \infty$ (см. кривую 6 на рис. 1.15) и поэтому не обсуждается.

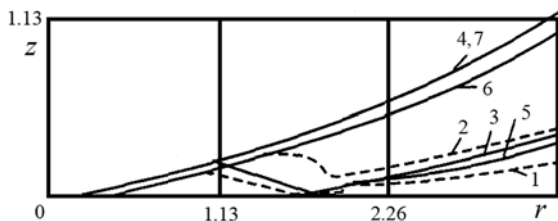


Рис. 1.15. Схематическое изображение нижних частей падающих и отраженных фронтов УВ сферических взрывов у плоскости при наличии теплового слоя малой протяженности для нескольких вариантов

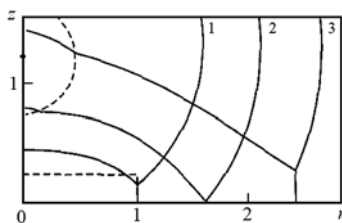


Рис. 1.16. Схематическое изображение фронтов падающих и отраженных УВ для случая теплового слоя малой протяженности

Переход от регулярного отражения к нерегулярному происходит при $t = 0.14$ ($r = 0.38$), далее происходит рост маховской ножки λ , так же как и в случае $L \rightarrow \infty$ (см. кривые 1 и 6 на рис. 1.15, на котором приведены траектории тройных точек для всех вариантов). К моменту выхода головного фронта УВ из теплового слоя ($t = 0.28$) $\lambda = 0.14 < h = 0.2$ (см. кривые 1 на рис. 1.15, 1.16; на рис. 1.16 изображены фронты головной и отраженной УВ для варианта 1 для трех моментов времени), то есть длина волны Маха меньше толщины ТС. При выходе УВ из ТС вследствие перехода в более плотную среду ее скорость уменьшается, а давление за ней возрастает. Для аналогичной УВ при дифракции в отсутствие ТС переход от регулярного отражения к маховскому происходит в точке поверхности с абсциссой $r = 1.7$, то есть критический угол падения достаточно велик. В данном же случае, когда головной фронт выходит из ТС, оказывается, что маховское отражение реализуется при угле падения значительно меньшем, чем критический. Это приводит к тому, что высота маховской ножки начинает уменьшаться, возникает ситуация, когда $d\lambda/dr < 0$, то есть осуществляется обращенное маховское отражение. В варианте 1 оно продолжается вплоть до полного исчезновения волны Маха при $t \approx 0.64$ (см. кривую 2 на рис. 1.16). Более того, в момент исчезновения волны Маха угол падения все еще остается меньше критического, и вследствие этого на отрезке времени от 0.64 до 0.76 реализуется регулярное отражение (см. кривую 1 на рис. 1.15). Так как интенсивность УВ на поверхности после прохождения ТС меньше, чем для аналогичной УВ в отсутствие ТС (при $t = 0.67$ моменту повторного перехода к маховскому отражению для варианта 1 соответствует $p_\phi = 1.8$, а для варианта отражения без ТС — $p_\phi = 2.2$), траектория тройной точки для варианта 1 лежит ниже, чем в случае отсутствия ТС (см. кривые 1 и 5 на рис. 1.15). В дальнейшем для варианта 1 до прерывания счета при $t = 1.13$ происходит прямое маховское отражение (см. кривую 3 на рис. 1.16). Анализ остальных вариантов проведен в [Белоцерковский и др., 2000; Андрущенко, Мещеряков, 1993].

1.3. Физические особенности и результаты численного моделирования развития мощного взрыва в верхней атмосфере и ионосфере

По мере торможения плазмы за счет взаимодействия с магнитным полем и разреженной ионосферой ее течение приобретает пространственный характер, становится существенным азимутальное перетекание массы, значительную долю в которой начинает составлять воздух. Однако с течением времени развитие возмущенной области на больших высотах начинается существенно отличается от ее развития в плотных слоях атмосферы, где размеры области обычно меньше высоты однородной атмосферы и мощная гидродинамическая стадия расширения ионизованного газа отделяется по времени и содержанию физических процессов от более поздней, конвективной стадии всплывания разогретой области. В разреженной атмосфере и магнитосфере масштабы разлета плазмы могут значительно превосхо-

дить высоту однородной атмосферы, и сам переход от мощной гидродинамической стадии разлета и торможения плазмы в более позднюю конвективную стадию ее движения происходит непрерывно, причем высокая скорость плазмы может сохраняться вплоть до поздних времен в десятки и сотни секунд, а пространственный характер течения плазмы начинает проявляться уже на стадии интенсивного торможения. Таким образом, представление о конвективном характере движения плазмы после ее торможения является в определенной степени условным. Но, учитывая сложившуюся терминологию, будем для краткости называть развитие взрыва на время более $1 \div 2$ с поздней стадией.

Главная цель выполненных к настоящему времени исследований развития взрыва на поздней стадии заключалась в получении общей, трехмерной картины течения плазмы для взрывов в диапазоне высот 100–1000 км на время в десятки и сотни секунд и анализе основных особенностей такого течения.

1.3.1. Постановка задачи и краткое описание вычислительного алгоритма

Учитывая ограниченность в вычислительных возможностях, такие расчетные исследования можно выполнять только в МГД-приближении, вводя ряд упрощающих предположений по физике процессов, не влияющих существенно на основные закономерности поведения параметров в возмущенной области:

- для плазмы и фона рассматривалась сплошная односкоростная плазменная среда;
- при $t = 0$ плазма и фон разделены не только заданием различных термодинамических характеристик, но и степенью ионизации $\alpha = n_e/n$, где n_e , n — концентрации электронов и тяжелых частиц;
- течение плазмы и фона предполагается замороженным, т. е. процессы ионизации и рекомбинации не учитываются и в каждой частице $\alpha = \text{const}$.

С учетом сделанных предположений система МГД-уравнений, описывающая развитие возмущенной области начиная со стадии интенсивного торможения плазмы, имеет вид (см., например, [Куликовский и др., 2001]):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0; \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \text{div} \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{I}} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \rho \mathbf{g}; \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \text{div} \left[\left(e + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{V} - \frac{\mathbf{B}(\mathbf{V} \mathbf{B})}{4\pi} \right] = 0; \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = D \Delta \mathbf{B} + \text{rot}[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}]. \quad (1.13)$$

Здесь:

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{V}\mathbf{V}}{2} \right) + \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{8\pi},$$

\mathbf{g} — ускорение силы тяжести; $\hat{\mathbf{I}}$ — единичный тензор. Диффузия поля учитывалась в квазиоднородном приближении:

$$\text{rot}(D\text{rot}\mathbf{B}) = -D\Delta\mathbf{B} + [\nabla D \cdot \text{rot}\mathbf{B}] \cong -D(x, y, z)\Delta\mathbf{B}.$$

Так как степень ионизации в частице полагалась неизменной, то для удельной внутренней энергии ε использовалось уравнение состояния идеального газа:

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = \frac{1}{\gamma-1} \frac{RT}{\mu}, \quad p = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (1.14)$$

Обозначения в (1.10)–(1.14) общепринятые.

Начальные параметры плазмы задавались исходя из расчетов начальной стадии [Ступицкий и др., 2004], однако сам момент $t = 0$ для поздней стадии варьировался в процессе численного эксперимента. Степень ионизации фоновой среды предполагалась пространственно однородной, примерно соответствующей средней степени ионизации воздуха под действием жесткого излучения плазмы, выходящего из нее в самые первые моменты времени. Распределение плотности в атмосфере в диапазоне высот $h \cong 10 \div 1000$ км аппроксимировалось формулой:

$$\rho(h) = \rho(0) \exp(-h / \Delta(h)),$$

где

$$\Delta(h) = 6.75 + 0.0257(h-100) + \delta(h), \quad (1.15)$$

с учетом

$$\delta(h) = \frac{1}{2121} (h^2 - 351h + 2537) \exp(-h / 113.2),$$

где h , $\Delta(h)$, $\delta(h)$ — в км, ошибка аппроксимации взятого из эксперимента распределения плотности не превышала 17%; $\rho(0) = 1.29 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

Так как пространственные масштабы возмущенной области могут достигать тысячи и более километров, то, вообще говоря, необходимо учитывать неоднородность геомагнитного поля. Магнитное поле Земли в довольно хорошем приближении описывается полем диполя:

$$B_0(R, \lambda) = B_{0,R}^2 + B_{0,\lambda}^2 = \frac{P_m}{R^3} \sqrt{1 + \sin^2 \lambda}. \quad (1.16)$$

Компоненты поля равны:

$$B_{0,R} = \frac{2P_m}{R^3} \sin \lambda; \quad B_{0,\lambda} = \frac{P_m}{R^3} \cos \lambda.$$

Здесь $P_m = 8 \cdot 10^{25}$ Гс·см³ — магнитный дипольный момент Земли, R — расстояние от центра Земли, λ — магнитная широта, причем $\lambda = 90^\circ - \theta$, где θ — угол между местом наблюдения и магнитной осью Земли.

Особенностью рассматриваемого класса задач и существенной трудностью в их решении является наличие нескольких разномасштабных процессов: возникновение и эволюция сильных разрывов (ударных и магнитозвуковых волн, контактных разрывов и др., в том числе с перепадами в несколько порядков) на начальной стадии формирования трехмерной картины течения плазмы, сильно различающиеся доли внутренней и кинетической энергии плазмы в возмущенной области (также на порядки); большая неоднородность на рассматриваемых масштабах атмосферы Земли на этапе разлета и торможения плазмы; длительные времена подлежащих моделированию процессов эволюции, образующихся на конвективной стадии плазменных сгустков под совместным действием силы тяжести и магнитного поля Земли и др. Помимо отмеченных выше факторов необходимо учитывать большое число самых разных физических процессов, поэтому выбор физико-математической модели (достаточно адекватной реальности и в то же время не перегруженной второстепенными деталями, превращающими задачу в «нерешаемую» на данном уровне развития вычислительной техники) является определяющим.

Эти и другие факторы не позволяют воспользоваться непосредственно существующими и доступными на данный момент численными методами решения МГД-уравнений и реализующими их программными продуктами. Поэтому под данный класс пространственных задач, насыщенных физическим содержанием, потребовалась разработка специальных методов и соответствующего программного обеспечения.

Анализ показывает, что в основу вычислительной модели должны быть положены методы сквозного расчета разрывных течений в эйлеровых переменных, являющиеся наиболее универсальными. При этом, учитывая необходимость расчетов на большие времена, сильную пространственную неоднородность и нестационарность задачи, наличие разрывов искомым параметрам большой интенсивности, сложную и меняющуюся во времени структуру течения и ряд других факторов, метод должен быть:

- явной разностной схемой по недиффузионной части уравнений МГД, что позволяет легко и эффективно распараллелить алгоритм под современные высокопроизводительные многопроцессорные вычислительные системы и решать реальные задачи с необходимой точностью;
- иметь высокий (2–3) порядок аппроксимации, что позволяет решить проблему больших времен и сильной пространственной неоднородности течений, т. к. такие схемы дают более качественное решение на относительно грубых сетках (с более детальным разрешением особенностей);
- обладать свойствами монотонности на разрывах и консервативности (по крайней мере по массе и импульсу) для сквозного расчета разрывов большой интенсивности. Более того, в качестве одного из элементов численного метода (как правило, в качестве предиктора в схемах предиктор-корректор) необходимо использовать автомодельное решение задачи о распаде произвольного разрыва для решения проблемы сверхсильных разрывов (с интенсивностью в несколько порядков).

В данной работе в качестве базового метода были выбраны последние модификации сеточно-характеристических методов [Воробьев, Холодов,

1996], хорошо зарекомендовавших себя ранее при решении самых разных классов задач — газовой динамики, механики деформируемого твердого тела, физики плазмы [Магомедов, Холодов, 1988] и других.

Учитывая наличие в данной задаче разрывов параметров большой интенсивности, образующихся на стадии интенсивного торможения плазмы, особое внимание уделялось анализу монотонности разностных схем высокого (2–3) порядка аппроксимации и их обобщению на трехмерный нестационарный случай.

Так как сферическая симметрия задачи при $t \geq 1$ с начинает резко нарушаться, то в расчетах использовалась декартова система координат (x, y, z) , в которой задавалось направление невозмущенного геомагнитного поля (B_x, B_y, B_z) (рис. 1.17).

Уравнения (1.10)–(1.13), взятые в консервативной форме, расписывались по универсальному векторно-матричному шаблону.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_2}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_3}{\partial z} = \mathbf{f}. \quad (1.17)$$

Здесь $\mathbf{u}(\mathbf{v}) = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e, B_x, B_y, B_z\}^T$, $\mathbf{v} = \{\rho, u, v, w, \varepsilon, B_x, B_y, B_z\}^T$ — вектор скорости $\mathbf{V} = \{u, v, w\}$, вектор напряженности магнитного поля $B = \{B_x, B_y, B_z\}$. Например, для направления вдоль оси x -координаты ($j = 1$):

$$\mathbf{F}_1 = \left\{ \rho u, \rho u^2 + p + p_m - B_x^2 / 4\pi, \rho uv - (B_x B_y) / 4\pi, \rho uw - (B_x B_z) / 4\pi, \right. \\ \left. (e + p + p_m)u - B_x (B_x u + B_y v + B_z w) / 4\pi, 0, B_y u - B_x v, B_z u - B_x w \right\}^T, \quad (1.18)$$

где $e_g = \rho \left(\varepsilon + \frac{(\mathbf{V}\mathbf{V})}{2} \right)$, $p_m = \frac{(\mathbf{B}\mathbf{B})}{8\pi}$, $e = e_g + p_m$.

В правую часть системы (1.17) отнесены члены, связанные с силой тяжести и с диффузией магнитного поля:

$$\mathbf{f} = \left\{ 0, 0, 0, \rho g, 0, D \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2}, D \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2}, D \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \right\}. \quad (1.19)$$

Общий алгоритм перехода от известного состояния при $t = t^n$ к искомому состоянию в момент времени $t = t^{(n+1)}$ включал расщепление по простран-

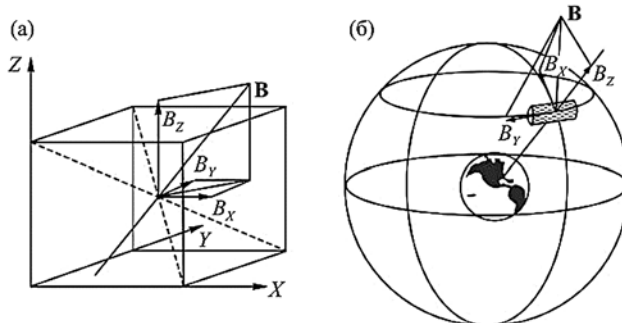


Рис. 1.17. Геометрия задачи

венным переменным x, y, z , а при наличии разрывов большой интенсивности также по «физическим процессам» («газодинамический» этап, «магнитный» этап, этап расчета диффузии магнитного поля).

Расщепление по пространственным переменным x, y, z осуществлялось в соответствии с построениями [Холодов, 1978]. Для этого многомерная нелинейная система уравнений гиперболического типа в дивергентной форме (1.17)

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_t + \mathbf{F}_{1x_1} + \mathbf{F}_{2x_2} + \mathbf{F}_{3x_3} &= 0; \\ \mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{v}) &= \{u_1, \dots, u_I\}, \quad \mathbf{F}_j = \mathbf{F}_j(\mathbf{v}) = \{F_{j1}, \dots, F_{jI}\}, \quad j=1, 2, 3; \quad (1.20) \\ \mathbf{v} &= \{v_1, \dots, v_I\} = \{\rho, u, v, w, \varepsilon, B_x, B_y, B_z\}; \\ A_j &= \mathbf{F}_{ju} = \mathbf{F}_{jv} \mathbf{u}_v^{-1} = \Omega_j^{-1} \Lambda_j \Omega_j; \\ \Lambda_j &= \{\lambda_i^j\}, \quad \Omega_j = \{\omega_i^j\} \end{aligned}$$

представлялась в виде суммы трех одномерных операторов (заклучены в скобках)

$$\begin{aligned} \alpha_1 \left(\mathbf{u}_t + \frac{1}{\alpha_1} \mathbf{F}_{1x_1} \right) + \alpha_2 \left(\mathbf{u}_t + \frac{1}{\alpha_2} \mathbf{F}_{2x_2} \right) + \alpha_3 \left(\mathbf{u}_t + \frac{1}{\alpha_3} \mathbf{F}_{3x_3} \right) &= 0, \quad 0 < \alpha_j < 1, \quad (1.21) \\ \sum_{j=1}^3 \alpha_j &= 1. \end{aligned}$$

В (1.20) Λ_j — диагональные матрицы из собственных чисел матриц Якоби A_j , определяемых из уравнения $\det(A_j - \lambda^j E) = 0$ (E — единичная матрица); $\Omega_j = \{\omega_j^i\}$ — матрицы, строками которых являются левые собственные векторы матриц A_j , с точностью до их длины определяемые из однородных линейных систем уравнений $\omega_j^i (A_j - \lambda_j^i E) = 0, j = 1, 2, \dots, I$ (условия гиперболичности (1.17)), Ω_j^{-1} — обратные к Ω_j матрицы.

Каждое из слагаемых в скобках уравнения (1.21) (или левые части (1.22)):

$$\mathbf{u}_t + \mathbf{F}_{jx_j}^* = 0, \quad \mathbf{F}_j^* = \mathbf{F}_j / \alpha_j, \quad j=1, 2, 3 \quad (1.22)$$

аппроксимировалось с использованием монотонной (по С.К. Годунову) схемы предиктор-корректор 2-го порядка аппроксимации [Воробьев, Холодов, 1996] или (также монотонной, но по Ван-Лиру) схемы предиктор-корректор 2–3 порядка аппроксимации [Kholodov, 2000]. При наличии в искомом решении разрывов умеренной интенсивности в качестве предикторов использовался консервативный вариант сеточно-характеристического метода [Холодов, 1978], являющийся (в случае уравнений газовой динамики) одной из возможных линеаризаций известной схемы распада разрывов С.К. Годунова [Годунов, 1959]. Из других возможных линеаризаций схемы [Годунов, 1959] в случае уравнений газовой динамики можно указать схемы Роэ [Roe, 1981] и Ошера [Osher, 1981].

Общий алгоритм расчета многомерных задач на каждом временном шаге состоял в последовательном решении одномерных уравнений (1.22)

при $\alpha_j \equiv 1$ (при этом шаг интегрирования по времени $\tau = h / \max \{ \{ \lambda_i^j \} \}$, $i = 1, \dots, I; j = 1, 2, 3$) или уравнений (1.21) с выбором свободных параметров α_j из условий

$$\alpha_j = \lambda_j / (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3), \quad (1.23)$$

$$\lambda_j = \max \{ \{ \lambda_i^j \} \}, \quad i = 1, \dots, I; \quad j = 1, 2, 3$$

(тогда $\tau = h / (\max \{ \{ \lambda_i^1 \} \} + \max \{ \{ \lambda_i^2 \} \} + \max \{ \{ \lambda_i^3 \} \})$).

Для уравнений МГД с сильными разрывами, в принципе, можно построить аналог схемы С.К. Годунова [Годунов, 1959] и использовать его в качестве предиктора в рассматриваемых монотонных схемах высокого порядка аппроксимации [Воробьев, Холодов, 1996; Kholodov, 2000] или в качестве самостоятельной схемы, однако технически это достаточно сложная задача, т. к. необходимо предусмотреть несколько десятков возможных комбинаций из ударных волн, контактных разрывов, волн разрежения, альвеновских волн, быстрых и медленных магнитозвуковых волн и ряда вырожденных ситуаций (в отличие от уравнений газовой динамики, в которых таких ситуаций существенно меньше — различные комбинации из ударных волн, контактных и волн разрежения). Поэтому не случайно в литературе по МГД отсутствует описание подобных реализаций.

Вместе с тем возможен промежуточный вариант, заключающийся в использовании в качестве предиктора (в общем алгоритме с использованием монотонных схем высокого порядка аппроксимации) схемы [Годунов, 1959] для газодинамической части уравнений и построении аналога этой схемы (или использовании линейного приближения этой схемы, например консервативного варианта сеточно-характеристического метода [Холодов, 1978]) для остальной части уравнений (дополняющей до полных МГД-уравнений их части). В данной работе на каждом шаге по времени по каждому из пространственных направлений использовалось именно такое расщепление «по физическим процессам» полных уравнений МГД на газодинамическую (1-й этап шага по времени) и дополняющую части. Поскольку магнитное поле Земли является относительно слабым, для «негазодинамической» части уравнений (2-й этап шага по времени) в качестве предиктора использовался консервативный вариант сеточно-характеристического метода [Холодов, 1978].

Итак, при наличии сильных газодинамических разрывов и умеренных полей в каждой из одномерных нелинейных систем уравнений гиперболического типа в дивергентной форме (1.22) (индексы $j = 1, 2, 3$ опущены)

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + \mathbf{F}_x &= 0, \\ \mathbf{U} &= \mathbf{U}(\mathbf{V}) = \{u_1, \dots, u_l\}, \\ \mathbf{F} &= \mathbf{F}(\mathbf{V}) = \{F_1, \dots, F_l\}, \\ \Lambda &= \{ \lambda_i \}, \\ A &= \mathbf{F}_U = \mathbf{F}_V \mathbf{U}_V^{-1} = \Omega^{-1} \Lambda \Omega, \quad \Omega = \{ \omega_i \}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Представим, аналогично (1.19), вектор магнитогазодинамического потока $\mathbf{F} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_m$ в виде суммы векторов обычного газодинамического потока \mathbf{F}_g и его дополнения \mathbf{F}_m до полного вектора \mathbf{F} , а саму систему (1.24) — в виде суммы двух (гиперболических, в чем можно непосредственно убедиться) операторов:

$$\alpha_1 \left(\mathbf{U}_t + \frac{1}{\alpha_1} \mathbf{F}_{gx} \right) + \alpha_2 \left(\mathbf{U}_t + \frac{1}{\alpha_2} \mathbf{F}_{mx} \right) = 0, \quad (1.25)$$

$$0 < \alpha_j < 1, \quad \sum_{j=1}^2 \alpha_j = 1.$$

В каждом из одномерных уравнений (1.24), аналогично [Куликовский и др., 2001], стр. 344, из рассмотрения исключим уравнения для соответствующей продольной компоненты магнитного поля, например при направлении x :

$$\mathbf{U}(\mathbf{V}) = \left\{ \rho, \rho u, \rho v, \rho w, e, B_x, B_y, B_z \right\}^T,$$

$$\mathbf{V} = \left\{ \rho, u, v, w, \varepsilon, B_x, B_y, B_z \right\}^T,$$

$$\mathbf{F}_g = \left\{ \rho, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, (e_g + p)u, 0, 0 \right\}^T, \quad (1.26)$$

$$\mathbf{F}_m = \left\{ 0, p_m - \frac{B_x^2}{4\pi}, -\frac{B_x B_y}{4\pi}, -\frac{B_x B_z}{4\pi}, 2p_m u - \frac{B_x (\mathbf{V} \mathbf{B})}{4\pi}, u B_y - v B_x, u B_z - w B_x \right\}^T.$$

Непосредственными построениями можно убедиться, что обе матрицы Якоби $A_j = \mathbf{F}_{jU} = \mathbf{F}_{jV} \mathbf{U}_V^{-1} = \Omega_j^{-1} \Lambda_j \Omega_j$, $j = g, m$; ($A = A_g + A_m$) имеют только действительные собственные числа $\Lambda_j = \{\lambda_i^j\}$ и существуют базисы из собственных векторов $\Omega_j = \{\omega_i^j\}$ ($\det(\Omega_j) \neq 0$, $j = g, m$).

Обозначим $\mathbf{F}_j^* = \mathbf{F}_j / \alpha_j$, каждое из слагаемых в скобках уравнения (1.25) (или левые части (1.27)):

$$\mathbf{U}_t + \mathbf{F}_{jx}^* = 0, \quad j = g, m, \quad (1.27)$$

как и ранее, можно аппроксимировать с использованием монотонных схем 2-го порядка аппроксимации [Воробьев, Холодов, 1996] или 2–3 порядка [Kholodov, 2000], т. к. эквивалентное (1.24) представление (1.25) не изменяет гиперболичности (1.24) (собственные значения матриц Якоби A_j и $A_j^* = \partial \mathbf{F}_j / \partial \mathbf{U}$ отличаются лишь действительным положительным множителем α_j , а их базисы из собственных векторов могут быть взяты общими).

Для 1-го (газодинамического, с сильными разрывами) этапа на каждом шаге по времени в качестве предиктора будем использовать схему [Годунов, 1959], а для 2-го («магнитного», с умеренными разрывами магнитных характеристик) — также консервативную схему [Холодов, 1978], в которой не используется точное решение задачи о распаде произвольного разрыва, и которая в этом смысле более универсальна. В принципе, и для второго этапа в качестве предиктора можно построить аналог схемы С.К. Годунова [Годунов, 1959], однако без необходимости это делать нецелесообразно, учитывая довольно значительные затраты на итерационное решение задачи о распаде разрыва в этом методе.

Положительные коэффициенты α_j следует выбирать из условия обеспечения максимального шага по времени $\tau = h / \left(\max \{|\lambda_i^1|\} + \max \{|\lambda_i^2|\} \right)$, а именно:

$$\alpha_j = \lambda_j / (\lambda_1 + \lambda_2), \quad \lambda_j = \max \{|\lambda_i^j|\}, \quad i=1, \dots, I, \quad j=1, 2. \quad (1.28)$$

Наряду с расщеплением (1.25) можно использовать последовательную аппроксимацию одномерных уравнений (1.27) при $\alpha_j \equiv 1$ (аддитивные схемы). При этом шаг интегрирования по времени

$$\tau = h / \max \{|\lambda_i^j|\}, \quad i=1, \dots, I, \quad j=1, 2. \quad (1.29)$$

На заключительном этапе каждого временного шага производился окончательный расчет параметров, в котором учитывалась неоднородность атмосферы Земли и диффузия магнитного поля (1.19). При этом использовалось расщепление по пространственным координатам, стандартная неявная схема 2-го порядка аппроксимации для аппроксимации членов с диффузией магнитного поля и метод прогонки для решения соответствующих трехточечных разностных уравнений. Для тестирования предлагаемых 3D-методов и реализующих их программных модулей было проведено решение ряда модельных задач ГД и МГД с умеренными (с использованием в расчетах по каждому из пространственных направлений монотонной разностной схемы 2–3-го порядка аппроксимации [Kholodov, 2000] с «линеаризованным» предиктором — монотонной схемой [Холодов, 1978]) и сильными разрывами (с использованием этой же схемы и предиктором на «газодинамическом» этапе — схемой С.К. Годунова [Годунов, 1959]). Рассмотренные тестовые расчеты, в том числе ряда задач МГД, показали работоспособность и высокую эффективность предлагаемых методов для достаточно широкого класса задач ГД и МГД, в том числе для расчетов на большие времена, при использовании различных модификаций этих методов в зависимости от конкретной задачи или этапа ее решения. В частности, предложен новый подход по процедуре коррекции энтропийного следа — нефизических решений, возникающих при расчете задач газовой динамики с большими перепадами параметров. Предложена новая версия расщепления и адаптации к параметрам невозмущенной атмосферы, отлажен вопрос с перестраиванием расчетной сетки [Холодов и др., 2004, 2005].

В научном и прикладном отношении наибольший интерес представляют космические ядерные взрывы (КЯВ) в диапазоне высот 100–1000 км. Возникающие при таких взрывах геофизические плазменные эффекты являются уникальными по своим масштабам и физическому содержанию и не могут быть в полной мере смоделированы и изучены в лабораторных условиях. Хотя существующих результатов натурных испытаний далеко не достаточно для тестирования разрабатываемых физических моделей и методик расчета, однако даже фрагментарные экспериментальные данные являются чрезвычайно полезными.

Выполненные к настоящему времени физические исследования и расчеты показали, что даже при одной и той же мощности взрыва его развитие существенно зависит от высоты в рассматриваемом диапазоне высот (100–

1000 км). Остановимся кратко на физическом анализе результатов расчета развития возмущенной области взрыва на различных высотах.

1.3.2. Пространственно-временная структура плазменного течения

В плотных слоях атмосферы, где давление газа значительно больше магнитного ($nkT \gg B^2/8\pi$), вызванное взрывом газодинамическое возмущение носит двумерный характер.

На высотах более 100 км все особенности развития возмущенной области взрыва связаны главным образом с очень низкой плотностью воздуха и наличием геомагнитного поля. В данном разделе мы кратко остановимся на основных характерных особенностях развития возмущенной области одиночного взрыва на высотах более 100 км, некоторых результатах трехмерного численного моделирования возникающего крупномасштабного плазменного течения и особенностях его структуры.

Как известно, при мощных ядерных взрывах большая часть энергии взрыва выделяется в виде рентгеновского излучения [Физика ядерного взрыва, 2009]. В плотных слоях атмосферы это излучение поглощается окружающими слоями воздуха, образуется переносимая излучением тепловая волна, из которой затем формируется ударная волна. При взрывах в сильно разреженной атмосфере, на высотах $h \geq 100$ км, доля жесткого излучения, направленная в верхнюю полусферу, практически без поглощения уходит на бесконечность, а в нижней полусфере — поглощается на высотах 50–70 км, ионизуя воздух, но практически не создавая газодинамического возмущения. Ударная волна при взрывах на $h > 100$ км образуется в результате толкающего действия плазмы продуктов взрыва, а так как их скорость очень велика ($\sim 5 \cdot 10^7$ см/с), то и температура сильно разреженного воздуха за ее фронтом достигает десятков тысяч градусов, образуя крупномасштабную ионизированную область [Ступицкий и др., 2004а], течение газа в которой очень быстро приобретает пространственный характер. Таким образом, ясно, что развитие плазменной области взрыва на высотах 80–120 км должно иметь переходные особенности, отличные от взрыва на меньших и больших высотах. Эти особенности, которые подробно исследованы в работе [Лавриненко и др., 2007], связаны не только с характером энерговыделения жесткого излучения, но и с перестройкой самой структуры газодинамического течения [Ступицкий и др., 2004б; Холодов и др., 2005; Ступицкий, 2006].

Задача решалась в декартовой системе координат, изображенной на рис. 1.17.

На рис. 1.18 показано распределение плотности воздуха, концентрации плазмы, модуля скорости и магнитного поля в безразмерных единицах в виде изолиний в сечении магнитного меридиана для взрыва на высоте 100 км на ранний момент времени, когда только сформировалась ударно-волновая структура в воздухе. Магнитное поле вытеснено из разогретой области, его максимум находится в наклонной к горизонту экваториальной плоскости (рассматривается взрыв на широте 45°). Поле не оказывает заметного влияния на динамику плазменной области, которая развивается

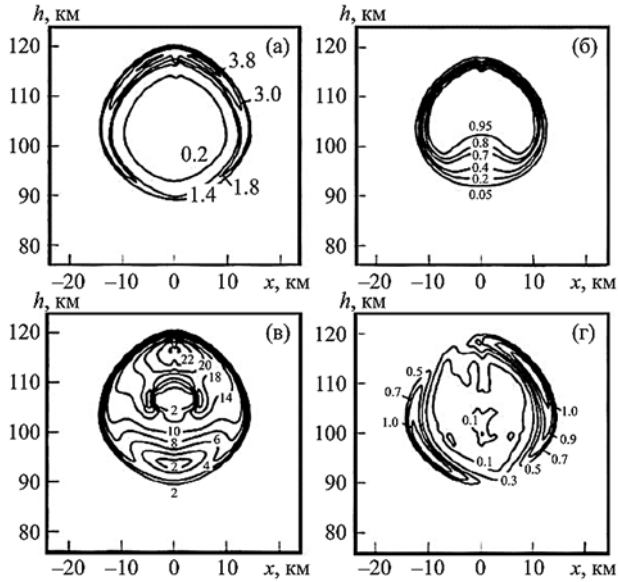


Рис. 1.18. Пространственное распределение на момент 0.61 с после взрыва на высоте 100 км: *a* — плотности $\bar{\rho}$ (отнесенной к плотности невозмущенной атмосферы на данной высоте); *б* — концентрации плазмы C_{II} ; *в* — модуля проекции вектора скорости; *г* — вектора магнитного поля

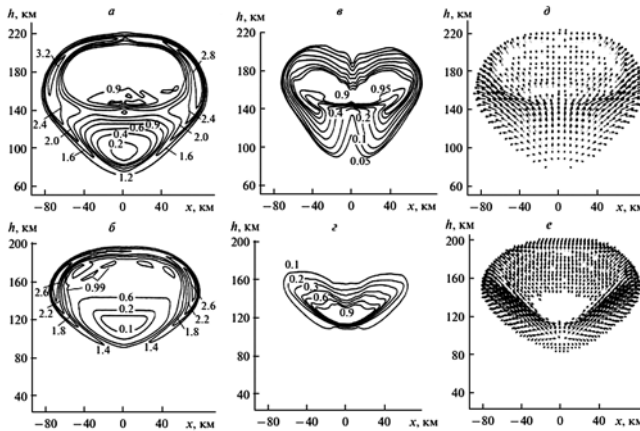


Рис. 1.19. Пространственное распределение на момент 11.2 с после взрыва на высоте 100 км (*a*, *в*, *д*) и на момент 8.9 с после взрыва на высоте 120 км (*б*, *г*, *е*): безразмерной плотности $\bar{\rho}$ (*a*, *б*), концентрации плазмы C_{II} (*в*, *г*), поля вектора безразмерной скорости \bar{v} (*д*, *е*)

симметрично относительно вертикальной оси. В целом взрыв на высоте менее 120 км на это время развивается аналогичным образом с более сферически симметричным распределением скорости. От взрыва на 100 км мощное газодинамическое возмущение достигает высоты 80–85 км, для 120 км — не ниже 105 км.

На рис. 1.19 показано распределение плотности и скорости в безразмерных единицах для двух взрывов на близкие моменты времени (порядка 10 с) на стадии развития конвективного движения. Для взрыва на 100 км ($\rho_0 = 5.3 \cdot 10^{-7}$ кг/м³) наблюдается более мощное вертикальное движение, чем для взрыва на 120 км ($\rho_0 = 2.4 \cdot 10^{-8}$ кг/м³), что прежде всего связано с распределением плотности на этих высотах: на высоте менее 110 км высота однородной атмосферы $\Delta(h)$ мало меняется и составляет примерно 7 км; на высоте более 110 км $\Delta(h)$ быстро возрастает. То есть с самого начала взрыв на высоте 120 км развивается в более однородной среде, чем взрыв на высоте 100 км, для которого наблюдается определенное отражение течения от более плотного слоя атмосферы на высоте 80–85 км и более быстрое формирование восходящего течения разогретого газа.

Для взрыва на высоте 120 км значительное уменьшение вертикальной составляющей скорости обусловлено центральной областью, занятой плазмой продуктов взрыва, где формируется максимальное значение плотности. В дальнейшем это приводит к существенному различию как в локализации самой плазмы продуктов взрыва, так и в структуре всей возмущенной области в целом. На время 30–50 с для взрыва на высоте 100 км развивается область максимальных значений параметров — формируется течение вертикально вверх, область плазмы приобретает излом, его вершина достигает высоты порядка 300 км, горизонтальный размер до 400 км. Для взрыва на высоте 120 км похожая область максимальных значений в центре возмущения начинает развиваться позже — только примерно к 40 с — и на время примерно 50 с область плазмы приобретает горизонтальный размер 300–350 км, не поднимается выше высоты 170 км, имея при этом вертикальный размер всего 20–30 км (см. рис. 1.20).

Сравнение результатов расчета в двух взаимно перпендикулярных плоскостях ($x, 0, z$) и ($y, 0, z$) дает небольшое различие, что свидетельствует о цилиндрически-симметричном характере развития взрыва и слабом влиянии на него геомагнитного поля. Поэтому ясно, что для высот менее 120 км более удобной расчетной системой координат является цилиндрическая. Некоторое увеличение скорости вверх — в направлении, перпенди-

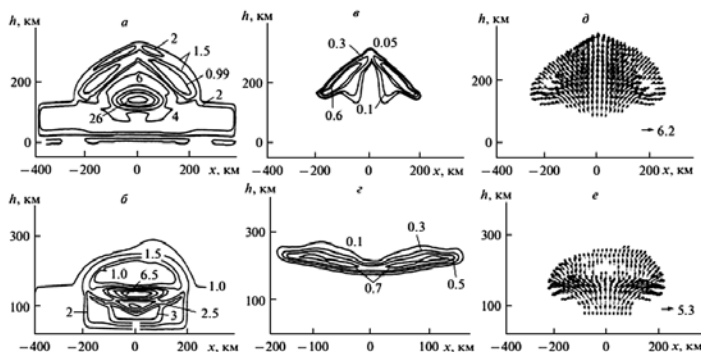


Рис. 1.20. Пространственное распределение на момент 55 с после взрыва на высоте 100 км (а, в, д) и на момент 48 с после взрыва на высоте 120 км (б, з, е): безразмерной плотности $\bar{\rho}$ (а, б), концентрации плазмы C_{II} (в, з), поля вектора безразмерной скорости \bar{v} (д, е)

кулярном поле (рис. 1.20), — связано с формированием слабой поперечной магнитозвуковой волны.

Переходный характер газодинамического течения при взрыве в диапазоне высот 100–120 км прежде всего связан с развитием центральной области восходящего течения, где для взрыва на 100 км оно близко к струе (рис. 1.20). Однако эта центральная струя не вырождается в струйное течение всей возмущенной области, как это происходит на больших высотах. Вместе с тем, несмотря на определенный разворот вектора скорости, движение в целом не переходит в крупномасштабный вихрь, что характерно для взрыва на меньших высотах. Первое не происходит потому, что плотность воздуха еще высока и недостаточно энергии на формирование полностью восходящего струйного течения; второе не происходит потому, что плотность уже настолько мала, что вертикальный размер течения намного превосходит высоту однородной атмосферы, а малая плотность в верхней части возмущенной области не способна полностью развернуть восходящее течение в центральной струе.

Как по физике процессов, так и динамике развития плазменные течения, взрывы на $h > 100$ –120 км можно подразделить по высотным диапазонам. Главная особенность взрывов на $h = 120$ –300 км состоит в возрастании влияния геомагнитного поля на формирование плазменного течения. Влияние воздуха остается определяющим в нижней части указанного диапазона, где на время до нескольких секунд разлетающаяся плазма формирует ионизирующую ударную волну. С ростом высоты взрыва уже на ранней стадии расширения плазмы в частично ионизированный воздух в нем формируется магнитозвуковая волна, распространяющаяся с альвеновской скоростью на расстояние до 1000 км и более.

Расчеты, выполненные с использованием классического выражения для проводимости, показали, что магнитное поле вытеснено из центральной части возмущенной области (ВО) на ранние моменты времени как для взрыва на 150 км, так и на 250 км [Ступицкий, Холодов, 2012б]. Наибольшей скорости расширения газ достигает в верхней части возмущенной области ($\sim 2.7 \cdot 10^7$ см/с), причем на 150 км ВО более вытянута по вертикали, чем на 250 км, по сравнению с горизонтальными размерами. Это связано с тем, что аппроксимационный параметр Δ (аналог высоты однородной атмосферы) на 150 км (~ 7.4 км) значительно меньше, чем на 250 км (~ 10.6 км), где атмосфера более однородна по высоте. На это раннее время во всем рассматриваемом диапазоне высот течение газа близко к осесимметричному двумерному.

Однако уже на время $t \cong 5$ с характер течения существенно меняется. На 150 км (рис. 1.21) начинает заметно влиять геомагнитное поле, формируется близкая к сферической отошедшая магнитозвуковая волна, течение приобретает преимущественное направление вдоль магнитного поля. В целом же область еще имеет форму, не сильно отличающуюся от сферической. На 250 км (рис. 1.22) к этому времени уже происходит преимущественное распределение массы плазмы в плоскости магнитного меридиана и начинает формироваться восходящая плазменная струя, наклон которой под действием разреженной ионосферы и поля постепенно меняется.

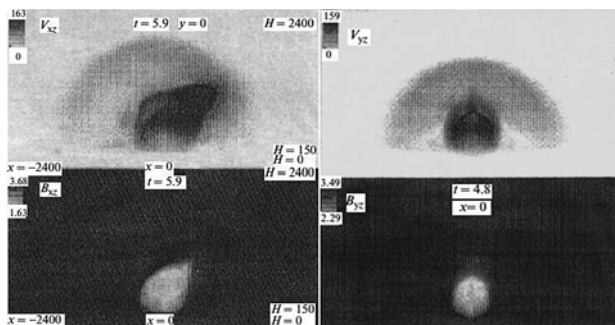


Рис. 1.21. Распределение скорости и магнитного поля в плоскости магнитного меридиана и перпендикулярной ей

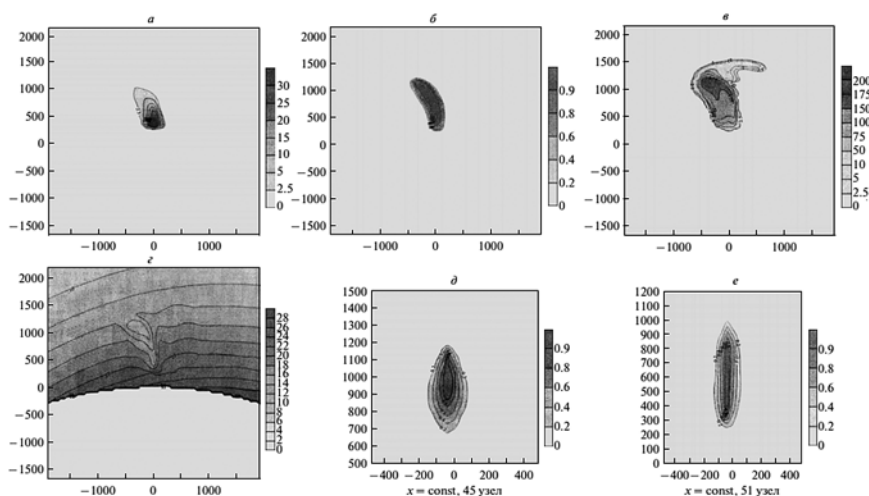


Рис. 1.22. Пространственное распределение плотности $\bar{\rho}$ («обезразмеренной» на плотность невозмущенной атмосферы на данной высоте) (а); концентрации плазмы C_{II} (б); модуля проекции векторов скорости (в); векторов магнитного поля (г) — в плоскости (X0Z); концентрации плазмы C_{II} (д, е) — в плоскости (Y0Z). Вертикальные и горизонтальные оси в километрах, $H = 250$ км, $t = 5.4$ с

На время $t \approx 14$ с вертикальные масштабы течения достигают тысяч километров (~ 1000 км при $H = 150$ км и ~ 2000 км при $H = 250$ км). Образуется восходящий плазменный поток в виде гигантской струи с преимущественным распределением плазмы в плоскости магнитного меридиана. Наклон струи в меридиональной плоскости в сторону силовых линий поля для $H = 150$ км взрыва значительно меньше, чем при взрыве на 250 км, что определяется разницей в градиентах давления воздуха на этих высотах. На большее время темпы развития пространственной картины течения замедляются, и возникают нерегулярности в его структуре [Ступицкий и др., 2004б; Холодов и др., 2005; Ступицкий, 2006].

По существующим представлениям область высот $h \geq 400$ км относится к магнитосфере. Большие масштабы возмущенной области взрыва (тысячи

километров) и, соответственно, большой перепад параметров (5–7 порядков величины по плотности) приводят к значительным вычислительным трудностям, что требовало постоянной модификации самого алгоритма при расчете магнитосферных взрывов. Были выполнены достаточно подробные по времени трехмерные расчеты вплоть до $t \approx 50$ с для взрывов мощностью 300 кт ($E = 1.26 \cdot 10^{22}$ эрг) на высотах 400, 700 и 1000 км. Предполагалось, что начальная энергия разлетающейся плазмы $E = 1.7 \cdot 10^{21}$ эрг, т. е. 14% от энергии взрыва. Для сравнения были выполнены также 2D-расчеты в плоскости (XOZ) с несколькими узлами по оси Y . Такие 2D-расчеты требовали значительно меньше временных затрат, поэтому они охватывали временной диапазон развития взрыва до 500–600 с и давали качественное представление о возможных глобальных эффектах в поведении плазменного течения.

Подробнее результаты расчетов представляются и обсуждаются в работах [Ступицкий и др., 2004а, 2004б; Лавриненко и др., 2007; Ступицкий, 2006; Холодов и др., 2005] для различных высот взрыва в диапазоне 150–1000 км. С ростом высоты структура плазменного течения в целом не меняется.

На большие времена ($t = 40$ – 100 с [Ступицкий, Холодов, 2012б]) продольные размеры плазменной струи достигают тысяч километров при относительной толщине 15–20%. Образующаяся струя, в частности ее передняя часть, состоящая в основном из плазмы взрыва, является более горячей по сравнению с окружающей атмосферной плазмой, а направление движения головной части струи близко к направлению магнитных силовых линий. Сравнения при $t \sim 50$ с расчетов на разных сетках не дали каких-либо принципиальных различий в развитии течения и поведении его основных параметров. Продолжение расчетов до $t = 117$ с дает достаточно регулярную картину поведения плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля. Однако скорость, внутренняя энергия и плотность внутри всей возмущенной области вблизи земной поверхности приобретают нерегулярный характер. Это говорит о необходимости корректного учета в вычислительном процессе на большое время влияния земной поверхности, когда возмущение приобретает глобальный характер. Расчеты, выполненные для $H = 150$ км, $H = 250$ км и $H = 400$ км, показали, что, несмотря на сильное разрежение, ионосферный воздух продолжает оказывать существенное влияние на формирование течения плазмы, заканчивающегося, при умеренном энерговыделении, образованием крупномасштабной плазменной струи.

Следует отметить, что в верхней части указанного диапазона высот течение плазмы, в определенной степени, зависит от широты. При малых широтах φ по мере перемещения поперек поля плазма будет растекаться вдоль поля, и поперечное движение постепенно прекращается. Однако если энергии плазмы достаточно, то прежде, чем произойдет ее растекание вдоль силовых линий поля, на границе плазмы и поля может развиваться желобковая неустойчивость, приводящая к образованию многоструйного течения, которое затем также переходит в единую восходящую струю. Одновременно с развитием трехмерных расчетов крупномасштабного поведения плазмы в ионосфере проводились лабораторные исследования динамики лазерной

плазмы в разреженном фоновом газе и магнитном поле. Это позволило не только более детально исследовать формирование плазменной струи, но и обнаружить и объяснить некоторые особенности ее поведения.

Используя разлет лазерной плазмы в поперечное магнитное поле, авторы работы [Ананьин и др., 1983] показали, при каких условиях происходит развитие желобковой неустойчивости и в результате чего образующаяся единая струя наклонена к оси симметрии примерно на 11° . Это позволило объяснить совершенно аналогичный эффект и при мощном магнитосферном взрыве [Физика ядерного взрыва, 2009; Ступицкий, Холодов, 2019].

В известной работе А.С. Компанеец [Компанеец, 1956] исследовалась возможность прорыва атмосферы при взрыве в ее верхних слоях. В работе предлагалось экспоненциальное падение плотности с высотой, т. е. постоянство $\Delta = 10 \text{ км} = \text{const}$. Однако можно показать, что учет реального увеличения $\Delta(h)$ при $h > 100 \text{ км}$ не приводит к прорыву атмосферы при рассматриваемых автором энергиях. Исследования показали, что при взрыве на очень больших высотах, когда можно пренебречь воздухом, возможен прорыв поперек магнитного поля и вынос высокоэнергетической части плазмы за пределы магнитосферы Земли, но для этого энергия взрыва должна быть больше некоторой критической величины для $\varphi = 0$: $E > E_* = P_m^2 / 60r^3$, где r — геоцентрическое расстояние, через которое выражается геомагнитное поле в дипольном приближении [Ступицкий, Холодов, 2012б]; $P_m = 8 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ — магнитный момент Земли. При $h = 10^4 \text{ км}$ $E_* = 2.7 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$, т. е. взрывы мегатонного класса.

ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПРИ ПАРНЫХ И МНОЖЕСТВЕННЫХ ВЗРЫВАХ

К парным и множественным взрывам относятся взрывы, при которых происходит взаимодействие образованных ими возмущенных областей. Исследование структуры таких возмущений имеет как общий физический, так и практический интерес, обусловленный прежде всего увеличением масштабов и интенсивностей воздействия таких взрывов. Интерференция и дифракция нескольких УВ при взрывах в нижней атмосфере приводит к интересным физическим особенностям их взаимодействия и возможного воздействия на преграду различной геометрии. Взаимодействие мощных взрывов в ионосфере приводит к образованию крупномасштабных областей ионизационного возмущения, которые могут существенно изменить всю радиофизическую и оптическую обстановку в околосземном космическом пространстве.

Ясно, что два или несколько взрывов могут описываться в двумерной геометрии, только если они разнесены по вертикали (в цилиндрических координатах (r, z, t)) и происходят в достаточно плотных слоях атмосферы, где действием магнитного поля можно пренебречь. В общем случае картина развития нескольких взаимодействующих взрывов существенно трехмерна. Поэтому разработка методов численного решения такого рода задач была непосредственно связана с развитием вычислительной техники, и первые работы, естественно, были выполнены в упрощенных постановках, но позволили выявить ряд интересных закономерностей пространственных процессов.

2.1. Взрывы в нижней атмосфере

В [Андрианкин, Мягков, 1981, 1983] рассматривалась задача о двойном взрыве, когда точечные взрывы происходят в одной точке пространства, но в разное время. Тогда к безразмерным управляющим параметрам для одиночного взрыва (1.4) добавляются параметры $\omega^0 = E_2^0 / E_1^0$ — отношение энергии соответствующих взрывов и время задержки между взрывами t_0 (предполагается, что $E_1^0 + E_2^0 = \text{const}$), поэтому здесь течение перестает быть автомодельным и зависит от двух независимых переменных $\lambda = r(E_1^0 t^2 / \rho_0)^{-1/5}$ и $\tau = t / t_0$ и от параметров ω^0 и γ .

За начальные условия для первого взрыва выбиралось решение автомодельной задачи о сильном взрыве [Седов, 1977], а для второго — решение линеаризованной задачи [Андрианкин, Мягков, 1981] при перепадах давления на фронтах 150–200 ($\gamma = 1.4$). На рис. 2.1 показана зависимость $\lg P_*$ амплитуды второй УВ, а после слияния — амплитуды результирующей УВ — от расстояния до центра взрывов в логарифмических масштабах при $\omega^0 = 1$. Кривые 1–3 соответствуют малым временам задержки $t_0 = 0.02$,

0.08, 0.12; 4 — отвечает амплитуде давления при взрыве одиночного заряда с энергией $2E_1^0 (t_0 = 0)$.

Видно, что после слияния двойного взрыва амплитуда результирующей УВ выходит на асимптотику одиночного взрыва энергии $2E_1^0$. Однако если при двойном взрыве в отсутствие внешнего давления фронт вторичной УВ всегда догоняет фронт первичной УВ, то здесь ситуация иная. Ясно, что при достаточно больших $\omega^0 (E_2^0 > E_1^0)$ расстояние слияния $r_c = r(\omega^0, t_0)$ будет конечным при любых больших, но конечных t_0 . Но для сферических взрывов можно выделить критические значения параметров ω_*^0 и t_{0*} , которые определяют на плоскости (ω^0, t_0) область $t > t_{0*}, \omega^0 < \omega_*^0 (t_{0*}$ зависит от $\omega^0)$ значений параметров ω^0, t_0 , при которых фронт второй УВ не догоняет фронт первой. Это происходит по причине формирования зоны отрицательных фаз сначала в перепаде давления, а затем и скорости в профилях первичной УВ, которую не в состоянии преодолеть вторичная УВ (см. рис. 2.2, на котором по оси абсцисс отложена бегущая координата $x = r - \sqrt{\gamma t}$, по оси ординат — избыточное давление $\Delta P = P - 1 (\omega^0 = 0.6, t_0 = 0.4)$. Кривым 1, 2, 3 соответствуют времена $t = 0.667, 1.4, 5.76$).

Существование критического времени задержки t_{0*} обусловлено взаимодействием второго разрыва с фазой разрежения в профиле первой УВ; так, при задержках $t_0 \geq 0.12$ отрицательная фаза избыточного давления, а при задержках $t_0 \geq 0.25$ отрицательная фаза скорости успевают сформироваться до инициирования второго взрыва, поэтому фронт второй УВ при таких t_0 распространяется некоторое расстояние по фазе разрежения, что вызывает его дополнительное затухание. Расстояние взаимодействия второй УВ с фазами разрежения можно определить из пересечения кривых $\Delta t(r)$ с $t_p(r)$ и $t_u(r)$ на рис. 2.3, построенного для $\omega^0 = 1$. На рис. 2.3 $\Delta t(r)$ — временной интервал между приходом в данную эйлерову координату

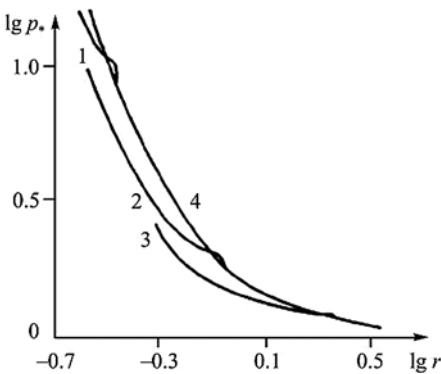


Рис. 2.1. Функциональная зависимость амплитуды второй УВ, а после слияния — амплитуды результирующей УВ — от расстояния до центра взрывов в логарифмических масштабах для трех малых времен задержки ($t_0 = 0.02; 0.08; 0.12$). Кривая 4 — соответствующая амплитуда давления при взрыве одиночного заряда двойной энергии

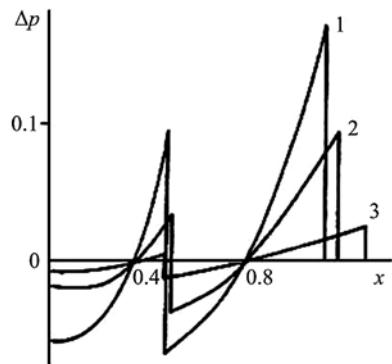


Рис. 2.2. Графики профилей избыточного давления зависимостей бегущей координаты для трех времен задержки (1 — $t = 0.667$; 2 — 1.4; 3 — 5.76)

нату r первого и второго разрывов (фронтов слабых УВ), $t_p(r)$ и $t_u(r)$ — длительности положительных фаз избыточного давления и скорости соответственно первой УВ. Индексы 1, 2, 3, 4 при Δt отвечают временной задержке $t_0 = \Delta t(0) = 0.14, 0.20, 0.22, 0.30$.

В первых трех случаях, изображенных на рис. 2.3, вторая УВ взаимодействует только с отрицательной фазой избыточного давления, поэтому кривая Δt достаточно быстро достигает кривой t_p . В четвертом же случае ($t_0 = 0.30$) второй скачок распространяется по отрицательным фазам как избыточного давления, так и скорости, и в этом случае ослабление второй УВ существенно, кривые Δt_4 и t_u на рис. 2.3 почти параллельны, они пересекутся только на расстояниях $r \geq 10$. Исходя из второго приближения нелинейной акустики [Андрианкин, Мягков, 1983], можно показать, что невозможность догона первой УВ второй уже на асимптотике слабых УВ связана с отрицательностью суммарного импульса отрицательной фазы первой волны и положительной фазы второй волны на расстояниях, где это приближение применимо (например на рис. 2.2). На рис. 2.3 видно, что ударные разрывы на некотором интервале расстояний (обозначим его как Δr) начиная с расстояния r_k (на рис. 2.3 $r_k = 0.5$) могут образовывать устойчивую конфигурацию разрывов, в которой временной интервал между разрывами Δt сохраняется постоянным (обозначим его $T = T(t_0, \omega^0)$), и что для задержки $t_0 = 0.30$ — $\Delta r = 0.2$ и $T = 0.268$, для $t_0 = 0.2$ — $\Delta r \geq 0.1$ и $T = 0.155$ и т. д. При этом образование устойчивой конфигурации происходит независимо от того, догонит ли на асимптотике второй разрыв первый или нет, причем при эволюции устойчивой конфигурации разрывов профиль за разрывами изменяется, а длительность временного интервала между ними остается постоянной. Условием постоянства T на Δr является равенство

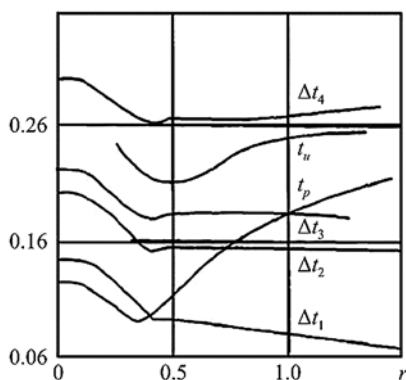


Рис. 2.3. Графики временных интервалов $\Delta t(r)$ между приходом в данную эйлерову координату r первого и второго фронтов слабых УВ; $t_p(r)$ и $t_u(r)$ — длительности положительных фаз избыточных давления и скорости соответственно первой УВ. Индексы при Δt соответствуют безразмерным временным задержкам в 0.14, 0.20, 0.22, 0.30

скоростей разрывов в каждой точке Δr , а для этого, в свою очередь, требуется, чтобы амплитуда и профиль второй УВ были вполне однозначно согласованы с амплитудой и профилем первой УВ в точке r_k , начиная с которой наблюдается устойчивость конфигурации разрывов. Интересно, что при этом вторая УВ за время эволюции от $r = 0$ до $r = r_k$ в достаточно широком интервале задержек t_0 «подстраивается» под первую УВ таким образом, что это становится возможным. При $\omega^0 = 1$ минимальное значение длительности $T = 0.9$ соответствует задержке $t_0 = 0.14$, избыточное давление на разрывах в точке $r = r_k$ не превышает 1.7. К скоростям разрывов волн с такими амплитудами уже применимо приближение нелинейной акустики. В нем условие равенства

скоростей разрывов обеих волн запишется в виде: $v_+^{(1)} = v_+^{(2)} + v_-^{(2)}$, где $v_+^{(1)}$ — скорость за первым разрывом, $v_+^{(2)}$ — за вторым, $v_-^{(2)}$ — скорость перед вторым разрывом.

Задача о двух коаксиальных взрывах на вертикальной оси симметрии ($r = 0$) с учетом излучения рассматривалась в работах [Белоцерковский и др., 2000; Андрущенко, Мещеряков, 1992; Андрущенко, 1994].

Математическая постановка задачи полностью идентична постановке задачи об одиночном взрыве [Андрущенко и др., 1981, Белоцерковский и др., 2000]. Энерговыведение было одинаково в обоих случаях, но верхний взрыв происходил несколько позже, поэтому были различны начальные радиусы фронтов УВ — $R_1 = 1.6$ км (нижний), $R_2 = 1.2$ км (верхний) и перепады давления на них $p_1 = 7$, $p_2 = 20$. Расчеты велись при тех же управляющих безразмерных параметрах.

На регулярной стадии лобового столкновения двух взрывных сферических УВ образуются пары исходящих УВ и тангенциальных разрывов (рис. 2.4), далее реализуется нерегулярная стадия отражения с формированием маховской ударной конфигурации с двумя тройными точками, когда каждая УВ распадается на две исходящие УВ и тангенциальный разрыв (рис. 2.5).

Теория локального приближения подобного отражения (так называемая теория Y) с получением канонических уравнений для маховской конфигурации подробно разработана в [Ляхов и др., 1989], в ней конфигурации фронтов УВ и тангенциальных разрывов идентифицируются методом локализации особенностей [Ворожцов, Яненко, 1985]. Верификация этого метода была проведена путем сопоставления структуры Y-конфигурации, полученной по результатам наших расчетов посредством дифференциаль-

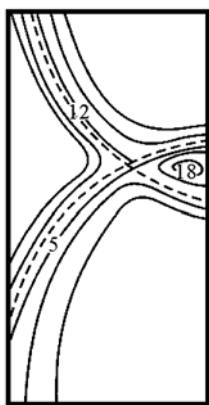


Рис. 2.4. Схематическое изображение пары исходящих ударных волн и тангенциальных разрывов на регулярной стадии лобового столкновения двух взрывных сферических ударных волн

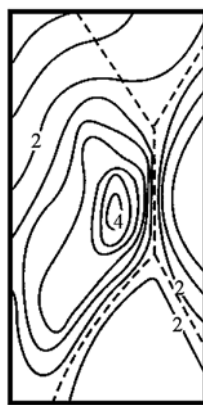


Рис. 2.5. Схематическое изображение формирования маховской ударной конфигурации с двумя тройными точками, когда каждая сходящаяся взрывная сферическая волна распадается на две исходящие ударные волны и тангенциальный разрыв

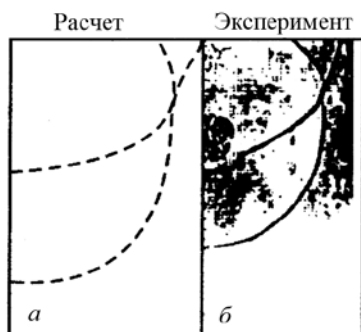


Рис. 2.6. Сравнение структуры Y-конфигурации, полученной по результатам наших расчетов посредством дифференциальных анализаторов (а), с аналогичной конфигурацией, полученной в ходе лабораторных опытов теньвым способом лазерного просвечивания (б)

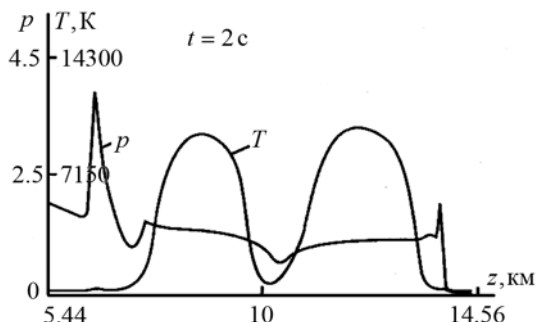


Рис. 2.7. Функции давления и температуры на оси симметрии при $t = 2$ с

ных анализаторов (рис. 2.6, а), с аналогичной конфигурацией, полученной в ходе лабораторных опытов теньвым способом лазерного просвечивания (рис. 2.6, б) [Бархударов и др., 1984].

В начальный момент встречного столкновения УВ на оси симметрии интенсивность давления на контакте резко возрастает, в результате взаимодействия образуются две УВ, распространяющиеся в противоположных направлениях. Далее УВ многократно взаимодействуют с контактными поверхностями — границами горячих центральных областей, порождая вторичные УВ и волны разрежения, которые также вступают во взаимодействие. В итоге в точке начального контакта происходит вторичное лобовое столкновение двух, но уже слабых УВ, приводящее к малому «всплеску» давления в ней. Интересно, что вторичная УВ, распространяющаяся вверх, догоняет фронт первичной головной УВ, несколько увеличивая его интенсивность; нижняя же вторичная УВ не нагоняет головной фронт по причине формирования за ним зоны отрицательного импульса с давлением меньшим, чем внешнее давление в атмосфере, и с отрицательной скоростью (см. распределение давления на оси симметрии при $t = 2$ с на рис. 2.7). Такая ситуация уже исследовалась выше.

Ударно-волновая стадия процесса длится 2–3 с (рис. 2.8, а-б), затем наступает конвективно-ударная стадия, в ходе которой к 10–12 с формируются два термика, а далее происходит конвективная стадия процесса (рис. 2.8, в-г).

Верхний термик всплывает по асимптотике $z_2 \sim t^{1/2}$ (как одиночный объект), а нижний — по асимптотике $z_1 \sim t^2$ (см. рис. 2.8, в), нагоняя и сливаясь с верхним. В результате к $t = 30$ с образуется единый объединенный термик, всплывающий по закону одиночного образования $z \sim t^{1/2}$ (см. рис. 2.8, г).

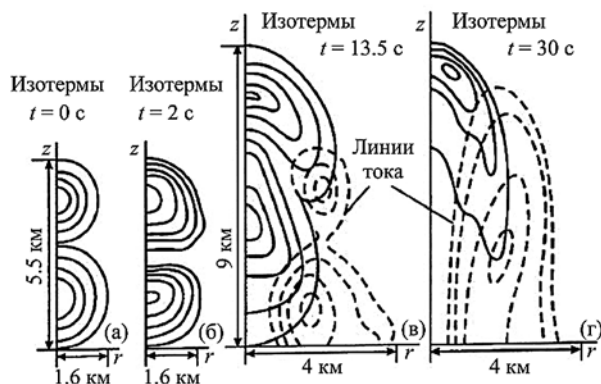


Рис. 2.8. Картины распределения изотерм в расчетной области на ударно-волновой стадии процесса (а, б) и конвективной стадии (в, г)

Интересно, что в случае использования в качестве математической модели уравнений Эйлера в аналогичной ситуации происходит так называемая «игра вихрей», когда нижнее вихревое кольцо, сужаясь, проскакивает через внутренний створ расширяющегося верхнего кольца, и они меняются местами [Андрущенко, Мещеряков, 1991]. Также следует отметить, что при большой разнице в давлениях на фронтах УВ в начальный момент ($p_1 = 2.1$, $p_2 = 17$) горячая центральная область нижнего взрыва после прохождения через нее УВ верхнего взрыва уже на достаточно раннем этапе эволюции процесса трансформируется в вихревое кольцо [Андрущенко, Мещеряков, 1992].

Таким образом, рассмотрены две задачи: два взрыва в одной точке, разнесенные по времени, и два взрыва, разнесенные по вертикали и по времени. Было показано, как можно максимально использовать одно- и двумерные приближения для исследования наиболее важных физических эффектов взаимодействия двух взрывов в нижней атмосфере, в том числе ее неоднородности.

К настоящему времени вышло достаточно большое количество работ по численному моделированию парных и множественных взрывов. В монографии нами будут представлены только те из них, в которых описаны новые физические эффекты, имеющие научное и прикладное значение и требующие для выявления этих эффектов конструирование новых численных алгоритмов и в той или иной мере связанные с научными интересами авторов.

В последние десятилетия исследования в данном разделе теории взрыва были направлены на решение модельных задач о множественных взрывах в неоднородной атмосфере для случаев их упорядоченного расположения в пространстве в целях более явного проявления эффектов взаимодействия УВ друг с другом (при множественных интерференциях, дифракциях, фокусировках), с другими разрывами и подстилающей плоскостью.

В работе [Андрущенко, Мурашкин, 2014] численно исследуется задача о четырех точечных взрывах в атмосфере на основе системы трехмерных

эволюционных уравнений Эйлера в декартовых координатах (x, y, z) . Задача модельная — газ считается идеальным, атмосфера — экспоненциальной, центры взрывов, с одинаковой начальной энергией $E = 15$ кт, расположены в вершинах квадрата со стороной $L = 640$ м на высоте $H = 960$ км над подстилающей поверхностью (начало системы координат точка 1 $(0, 0, 960$ м) — центр квадрата). В качестве начальных условий для каждого взрыва выбирается решение задачи для одиночного взрыва в экспоненциальной атмосфере с учетом противодействия до момента времени $t = 0.1$ с, когда радиус фронта взрыва достигает величины $R_0 = 300$ м, а перепад давления на нем $P_\phi/P_a \approx 10$ (в качестве начальных условий для этой задачи использовалось решение задачи о сильном взрыве Л.И. Седова). Далее отсчет идет от этого момента времени, принимаемого за $t_0 = 0.0$ с.

Дискретизация исходной системы дифференциальных уравнений осуществляется при помощи явной двухшаговой разностной схемы — трехмерного аналога схемы Лакса — Вендроффа на равномерной сетке $201 \times 201 \times 201$ узлов по каждому направлению.

Опишем процесс взаимодействия четырех ударных волн. На рис. 2.9, *а* представлено распределение давления от времени $P(t)$ для точек — середин сторон квадрата. Из графика видно, что в момент времени $t \approx 0.07$ с происходят встречные столкновения пар первичных УВ в этих точках с резким возрастанием давления, а при $t \approx 0.93$ с в них также происходит заметное увеличение давления при соударении уже вторичных пар УВ. Соответственно, на рис. 2.9, *б* представлена функция $P(t)$ для точки 1 — центра квадрата. В момент времени $t \approx 0.33$ с в ней реализуется кумулятивный эффект — в результате фокусировки четырех сходящихся интенсивных УВ давление скачком увеличивается по сравнению с атмосферным (см. P при $t = 0.2$ с) более чем в 30 раз, и при $t \approx 1.6$ с в ней также происходит кумуляция вторичных УВ с сильным возрастанием давления (см. на рис. 2.9, *б* P при $t = 1.3$ с и при $t = 1.6$ с).

На регулярной стадии лобового соударения двух взрывных сферических УВ ($t \approx 0.07$ с) образуются пары исходящих УВ и тангенциальных разрывов [Андрущенко, 1994] для каждой пары взрывов. Далее реализуется

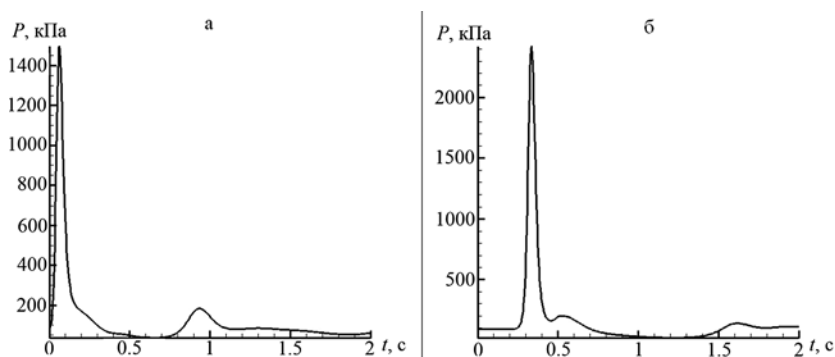


Рис. 2.9. Графики давления $P(t)$ для точек — середин сторон квадрата (*а*) и для точки — центра квадрата (*б*)

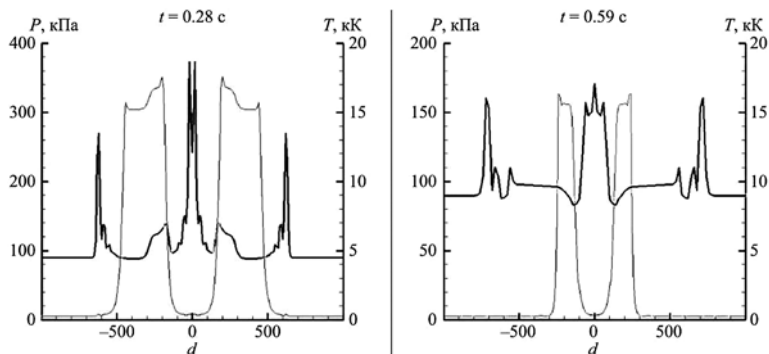


Рис. 2.10. Графики давления и температуры по диагонали квадрата для двух моментов времени

нерегулярная стадия отражения с образованием маховских конфигураций с двумя тройными точками (для каждой пары взрывов), когда каждая входящая УВ распадается на две исходящие УВ и тангенциальный разрыв [Андрущенко, 1994] (рис. 2.9, а).

Развитие ударно-волнового процесса хорошо прослеживается по поведению распределений скорости u , давления P и температуры T по прямой, проходящей через центры взрывов (продолжению диагонали квадрата). На рис. 2.10 приведены функции $P(d)$ и $T(d)$ для моментов времени после начала столкновения ($t = 0.28$ с и $t = 0.59$ с), где $d = d(x, y)$ — диагональ квадрата. Взаимодействие происходит в относительно плотном газе в зоне с относительно невысокой температурой; в результате образуются две УВ, движущиеся в противоположных направлениях (рис. 2.10).

Затем УВ взаимодействуют с границами резкого изменения плотности при входе в горячие центральные области взрывов. При этом происходит их распад на УВ, которые продолжают двигаться в прежнем направлении, и волны разрежения, устремляющиеся к зоне начального контакта. Как только фронты попадают в разреженный газ, скорости их распространения существенно возрастают, интенсивности падают, а сами скачки сильно размываются. При выходе скачков давления из области разрежения газа они взаимодействуют с границами резкого возрастания плотности, распадаясь на пары УВ, идущих в противоположные направления: одни устремляются назад в горячие зоны, другие — вслед за головными фронтами [Андрущенко, 1994]. Скачки давления, проходящие через горячие центральные зоны, опять взаимодействуют с границей резкого возрастания плотности и распадаются на пары УВ, одни из которых продвигаются к центру сторон прямоугольника, где газ в этот момент сильно разрежен, другие возвращаются в горячие центральные области.

Качественно аналогично ударно-волновой процесс протекает и в направлении по сторонам квадрата, отличие состоит только в том, что по ней происходят менее интенсивные эффекты столкновения — первичная и вторичная кумуляции в результате фокусировки двух сходящихся УВ и весь процесс протекают быстрее по причине меньшей длины стороны по сравнению с диагональю квадрата.

Показательны картины распределения изобар в плоскости $(x, y, 960 \text{ м})$ и нанесенные на них же линии тока (рис. 2.11, *a-z*) для моментов времени $t = 0.2, 0.3, 1.0, 2.0 \text{ с}$ соответственно. Видны восемь зон сформировавшихся маховских конфигураций (по четыре примыкающих к каждой УВ) с повышенными значениями давления при $t \approx 0.2 \text{ с}$, линии тока указывают на разлет газа от центров взрывов (рис. 2.11, *a*). Позже при $t \approx 0.3 \text{ с}$ с наблюдается пять участков маховских конфигураций — четыре в зонах взаимодействия на периферии головных УВ, пятый — в окрестности центра квадрата, около точки реализации кумуляции (рис. 2.11, *b*). К моменту времени $t = 1 \text{ с}$ картина распределения изобар принимает весьма сложный вид, демонстрируя чередование зон повышенного давления очертаниями первичных и нескольких вторичных фронтов УВ и областей резко пониженного (ниже внешнего атмосферного) давления (рис. 2.11, *b*). К этому же моменту времени внутри сечения плоскостью $(x, y, 960 \text{ м})$ области газа, охваченной фронтами внешней и внутренней УВ, видны сформировавшиеся в количестве восьми особые точки — типа фокусов, являющиеся центрами вихревых движений газа в этой плоскости (рис. 2.11, *b*). В итоге, к моменту времени $t = 2 \text{ с}$, картина участков повышенного и пониженного давления, а также линий тока в плоскости сечения принимает еще более сложный характер (рис. 2.11, *z*).

Далее расчет не проводился, поскольку при $t \approx 1.6 \text{ с}$ с головные фронты УВ уже достигают подстилающей поверхности $(x, y, 0 \text{ м})$, взаимодействуя с ней, и отраженные от нее УВ могут исказить картины распределения давления и линий тока в рассматриваемой плоскости $(x, y, 960 \text{ м})$.

Усложнение геометрии расположения взрывов требовало или использования адаптивных сеток с подробной дискретизацией исходной системы дифференциальных уравнений Эйлера, или более подробных сеток по каждой декартовой координате (x, y, z) .

В работе [Андрущенко, Мурашкин, 2017] численно исследуется задача о четырех точечных взрывах в атмосфере на основе системы трехмерных эволюционных уравнений Эйлера в декартовых координатах (x, y, z) . Задача модельная — газ считается идеальным, атмосфера — экспоненциальной, центры взрывов, с одинаковой начальной энергией $E = 20 \text{ кт}$, расположены в вершинах правильного тетраэдра ABCD (см. рис. 2.12) со стороной $L = 710 \text{ м}$ на высоте $H = 1000 \text{ м}$ над подстилающей поверхностью. В качестве начальных условий для каждого взрыва выбирается решение задачи для одиночного взрыва в экспоненциальной атмосфере с учетом противодействия (в качестве начальных условий для этой задачи использовалось решение задачи о сильном взрыве Л.И. Седова) до момента времени $t = 0.22 \text{ с}$, когда радиус его фронта достигает величины $R_0 = 350 \text{ м}$. Далее отсчет идет от этого момента времени, принимаемого за $t_0 = 0.0 \text{ с}$. Дискретизация исходной системы дифференциальных уравнений осуществляется по более подробной сетке $401 \times 401 \times 401$ узлов по каждому направлению. Расчеты проводились как с учетом подстилающей поверхности, так и без.

Опишем процесс взаимодействия четырех ударных волн. Пусть O — центр описанной вокруг тетраэдра ABCD окружности. В момент времени $t \approx 0.028 \text{ с}$ в серединах ребер тетраэдра ABCD происходят кумулятивные

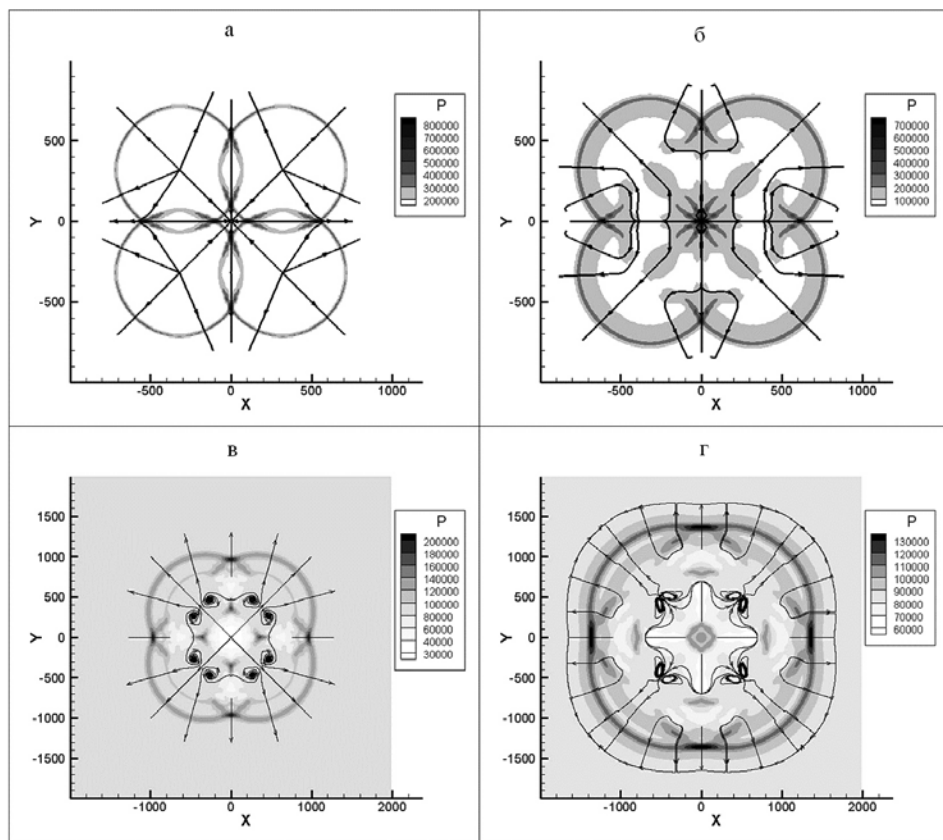


Рис. 2.11. Картины распределения изобар и нанесенных на них линий тока в горизонтальном сечении расчетной области на высоте взрывов для четырех моментов времени $t = 0.2$ (а), 0.3 (б), 1.0 (в), 2.0 с (г)

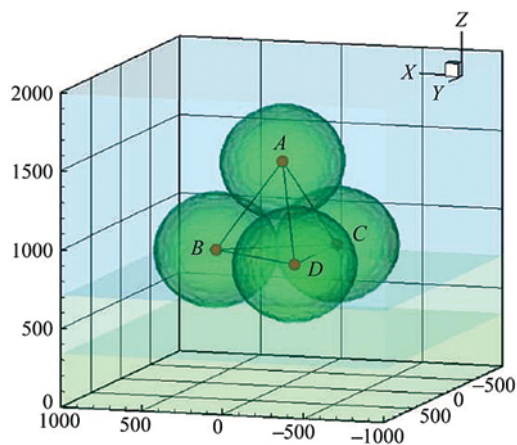


Рис. 2.12. Картина поверхностей равных давлений в расчетной области для момента времени, выбранного за начальный

эффекты с резким возрастанием давления из-за столкновения пар первичных УВ. На регулярной стадии лобового соударения двух взрывных сферических УВ образуются пары исходящих УВ и тангенциальных разрывов для каждой пары взрывов [Андрущенко, 1994]. Развитие ударно-волнового процесса хорошо прослеживается по поведению распределений газодинамических показателей вдоль прямой АО (см. рис. 2.13). В момент времени $t \approx 0.127$ с в центрах граней тетраэдра ABCD происходит еще один кумулятивный эффект за счет схождения троек первичных УВ, отраженные четыре УВ, двигаясь к центру О (см. рис. 2.13, а), в момент времени $t \approx 0.73$ с сталкиваются с еще четырьмя первичными УВ, тем самым порождая максимальный кумулятивный эффект процесса, при котором достигается давление в 7.3 МПа (см. рис. 2.13, б). Далее давление в центре падает, но потом снова возрастает до значений в 5.1 МПа за счет столкновения с шестью вторичными УВ от центров ребер.

Далее множественные ударные волны взаимодействуют друг с другом, с горячими центральными областями и поверхностью, при этом происходят их распады на новые УВ, которые продолжают двигаться в прежних направлениях, и волны разрежения, устремляющиеся к зоне начального контакта, тем самым эволюция течения сильно усложняется (см. рис. 2.14),

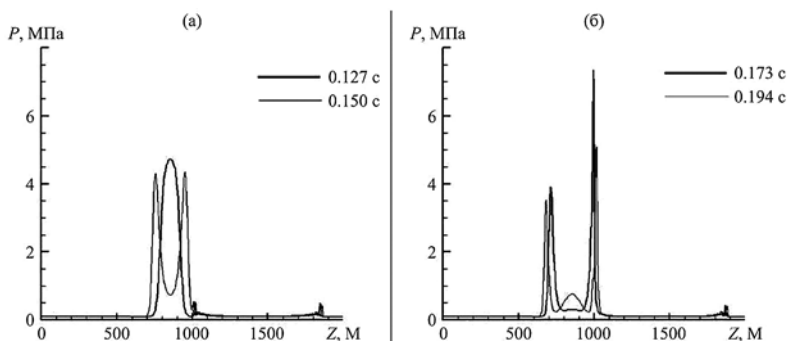


Рис. 2.13. Графики давления на линии, проходящей через центр системы О и центр верхнего взрыва А, при $t = 0.127$ с и $t = 0.150$ с (а); $t = 0.173$ с и $t = 0.194$ с (б)

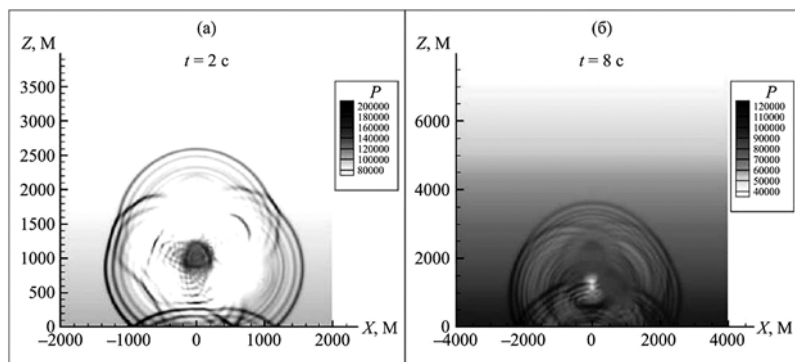


Рис. 2.14. Картина распределения изобар в вертикальной плоскости сечения расчетной области, проходящей через точки А, В и середину ребра ВС, при $t = 2$ с (а) и $t = 8$ с (б)

плоскость XZ содержит точки AD и середину ребра BC. Расчеты проводились до моментов времени в 20 с.

В работе [Андрущенко, Мурашкин, 2016] выполнено численное исследование взаимодействия множественных сферических УВ друг с другом и подстилающей поверхностью. Рассматривались четыре точечных взрыва в случае их упорядоченного расположения над подстилающей поверхностью. Расчеты показали, в частности, что сформировавшаяся под действием четырех взрывов торообразная тепловая система является весьма устойчивой структурой, сохраняющейся даже при прохождении через нее множественных УВ. Отметим, что при формировании от множественных взрывов сходящейся ударно-волновой структуры специального исследования требует вопрос об ее устойчивости, так как именно от этого будут зависеть значения максимальных параметров в зоне формирования УВ.

2.2. Множественные синхронные взрывы, расположенные в вершинах пяти платоновых тел

Решается модельная задача о множественных синхронных взрывах в атмосфере для случая их упорядоченного расположения в пространстве в вершинах правильного тетраэдра, октаэдра, гексаэдра, икосаэдра и додекаэдра в целях апробации численной методики для изучения взрывного взаимодействия фрагментов метеороидов [Мурашкин, 2018]. Такая постановка задачи выбирается с целью выявления в наиболее акцентированном виде эффектов, присущих множественной дифракции и интерференции сферических взрывных УВ.

Численное исследование проводится на основе системы трехмерных эволюционных уравнений Эйлера в декартовых координатах (x, y, z) и краевых условий, приведенных в разделе 2.1. Задача модельная — газ считается идеальным, атмосфера — экспоненциальной (с масштабом неоднородности $\Delta = 8000$ м), центры взрывов, с одинаковой общей начальной энергией $E = 12 \text{ кт} = 4 \cdot 3 \text{ кт} = 6 \cdot 2 \text{ кт} = 8 \cdot 1.5 \text{ кт} = 12 \cdot 1 \text{ кт} = 20 \cdot 0.6 \text{ кт}$, расположены в вершинах всех пяти платоновых тел (см. рис. 2.15, *a-d*), с радиусами описанной окружности $R_0 = 300$ м и центром симметрии O на высоте $H = 2000$ м над подстилающей поверхностью. В ходе эксперимента использовался тот факт, что в декартовых координатах вершины икосаэдра можно задать формулами $(0, \pm 1, \pm \varphi)$, $(\pm \varphi, 0, \pm 1)$, $(\pm 1, \pm \varphi, 0)$, а додекаэдра $(\pm 1, \pm 1, \pm 1)$, $(0, \pm \varphi, \pm 1/\varphi)$, $(\pm 1/\varphi, 0, \pm \varphi)$, $(\pm \varphi, \pm 1/\varphi, 0)$, где φ — «золотое сечение», которое, как известно, может быть приближено отношениями двух последовательных чисел Фибоначчи (например 55/34 и 89/55). В качестве начальных условий для каждого взрыва выбирается решение задачи для одиночного взрыва в экспоненциальной атмосфере с учетом противодавления до моментов времени $t_m = 0.185$ с, $t_o = 0.161$ с, $t_t = 0.117$ с, $t_i = 0.112$ с, $t_d = 0.056$ с для тетраэдра, октаэдра, гексаэдра, икосаэдра и додекаэдра соответственно, когда первичные ударные волны близки к соударению в центрах ребер правильных многогранников, в вершинах которых происходят взрывы. Дискретизация исходной системы дифференциальных уравнений осуществляется на сетке

401 x 401 x 401 узлов по каждому направлению с переменным масштабом. Для всех газодинамических функций по всем трем координатным направлениям (x , y , z) применяется градиентное сглаживание специального вида, которое сводит выбранную схему к схеме типа TVD, обладающую свойством монотонности и позволяющую рассчитывать сквозным способом УВ достаточно большой интенсивности и их взаимодействия.

Всем пяти случаям свойственны общие качественные эффекты. При лобовом соударении двух взрывных сферических УВ образуются пары исходящих УВ и тангенциальных разрывов для каждой пары взрывов [Андрущенко, 1994]. В ходе эволюционного процесса распространения возмущений максимумы давлений возникают в начале при столкновении пар УВ в серединах ребер многогранников, затем максимумы давлений находятся в замкнутых «окружностях», образованных пересечением сферических УВ, которые, пересекаясь в центрах граней, дают следующий кумулятивный эффект, и далее повторный максимальный кумулятивный эффект проявляется в геометрическом центре платонового тела за счет схождения порожденных вторичных отраженных УВ. Таким образом, на величину эффекта влияет не только общее количество вершин многогранника, но и количество вершин, расположенных на одной грани, и радиус вписанной окружности R_6 . Развитие ударно-волнового процесса хорошо прослеживается по поведению распределений давления вдоль прямой OZ , проходящей через центр симметрии и перпендикулярной подстилающей поверхности (см. рис. 2.16, $a-z$).

На рис. 2.16, $a-b$ видны кумулятивные эффекты, образованные схождением четырех ударных волн на перпендикулярных OZ гранях для случая гексаэдра, разница величин обусловлена неоднородностью атмосферы. Рис. 2.16, $в-г$ иллюстрируют картины максимального проявления кумулятивного эффекта.

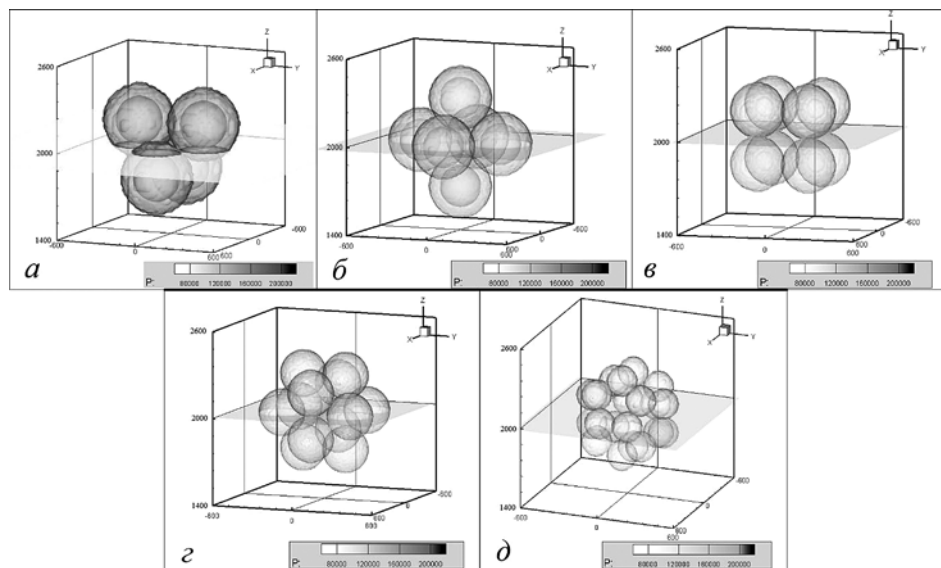


Рис. 2.15. Начальные условия

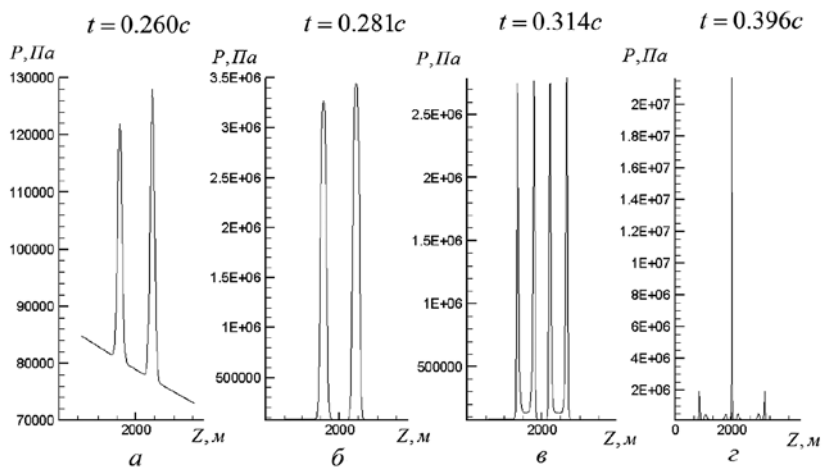


Рис. 2.16. Распределение давления вдоль прямой OZ для случая гексаэдра

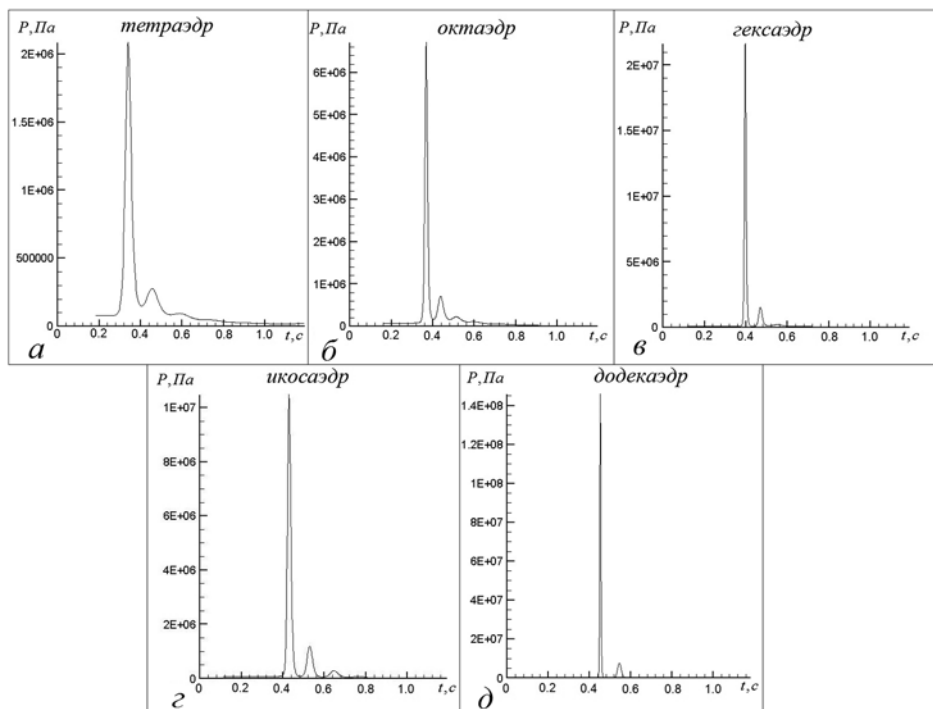


Рис. 2.17. Зависимость распределения давления в центре симметрии системы взрывов от времени

В каждом из пяти случаев в центре симметрии наблюдаются два ярко выраженных кумулятивных эффекта (см. рис. 2.17, *a-d*). Эволюция течения сильно усложняется, так как при каждом взаимодействии УВ друг с другом происходят их сложные распады с образованием новых УВ.

2.3. Взрывы в ионосфере

При взрывах в плотных слоях атмосферы УВ является одним из главных механических поражающих факторов [Физика ядерного взрыва, 2009]. На $h > 100$ км динамическое давление УВ (ρu^2) не может оказать серьезного воздействия на космическую технику, а главными здесь являются крупномасштабные ионизационно-оптические возмущения. Решение плазмодинамических задач значительно сложнее, чем решение газодинамических задач, так как появляется дополнительная силовая характеристика — магнитное поле.

Первые измерения и пространственные расчеты методом частиц были выполнены применительно к задачам взаимодействия двух сгустков лазерной плазмы высокой удельной энергии [Брюнеткин и др., 1991; Faenov et al., 1992], в итоге получено вполне удовлетворительное согласие с экспериментальной ионизационной структурой зоны взаимодействия плазменных сгустков. Так как доля ионизационной энергии в балансе плазмы высока, а кинетические процессы неравновесны, то в едином алгоритме рассчитывались как динамические, так и кинетические процессы [Ступицкий, 2008].

В работе [Моторин, 2016] был модифицирован изложенный выше для одиночного взрыва [Ступицкий и др., 2004а, 2004б; Лавриненко и др., 2007; Холодов и др., 2005; Ступицкий, 2006] трехмерный МГД-алгоритм к описанию взаимодействия двух плазменных областей, образованных взрывами в ионосфере. Расчеты проводились в декартовой системе координат с центром в точке симметрии между начальным положением центров сгустков (рис. 1.17, глава 1). Пространственно-временная картина развития и взаимодействия сгустков показана в сечении, которое соответствует плоскости (XOZ), т. е. для меридиональной плоскости $Y = 0$. Наклон силовых линий соответствует $\sim 45^\circ$ к горизонту. Вид результатов на представленных ниже рисунках соответствует положительному направлению оси Y .

Основная цель этих расчетных исследований состояла в том, чтобы выяснить, как влияет начальное пространственное положение центров сгустков на характер их последующего взаимодействия. На рисунках 2.18 и 2.19 представлена общая картина развития двух сгустков, разнесенных по вертикали и по времени. При $t = 0$ на высоте $H = 250$ км начинался разлет первого сгустка и спустя 1.8 с на высоте $H = 90$ км начинался разлет второго сгустка. Для верхнего сгустка наблюдалось слабое влияние магнитного поля на $t = 3.3$ с. Однако с течением времени плазма нижнего сгустка, расширяясь в значительно более плотной среде, чем плазма верхнего сгустка, формирует восходящую вертикальную струю, которая через определенное время достигает нижней границы первого сгустка. Поскольку его плотность достаточно велика, то давление магнитного поля не оказывает существенного влияния на формирование единой струи.

На рис. 2.20 и 2.21 центр нижнего сгустка расположен в более разреженной атмосфере, на высоте $H = 150$ км. Формируемая им вертикальная струя быстро достигает нижней границы верхнего сгустка, а действие магнитного поля становится более существенным. Далее наблюдается постепен-

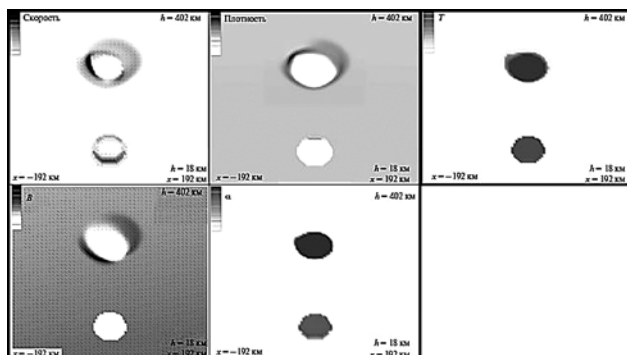


Рис. 2.18. Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y = 0$) в момент времени $t = 3.3$ с для двух плазменных сгустков: проекция вектора скорости на плоскость меридиана, плотность, проекция вектора напряженности магнитного поля на плоскость меридиана, степень ионизации α , температура, К. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 250$ км, второй плазменный сгусток на высоте $h_2 = 90$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.8 с после первой

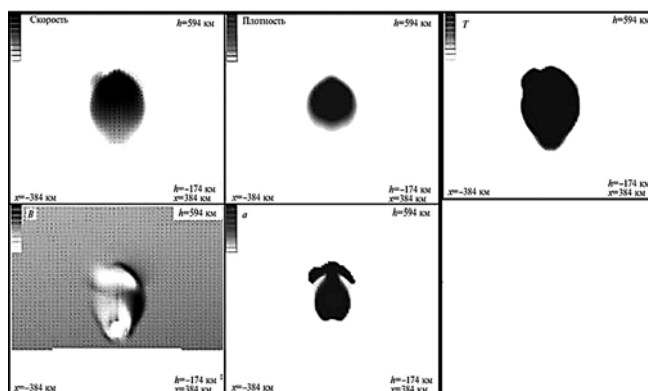


Рис. 2.19. Распределение тех же параметров, что и на рис. 2.18, но для момента времени $t = 11$ с. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 250$ км, второй на высоте $h_2 = 90$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.8 с после первой

ное слияние областей от обоих сгустков. После этого практически по всем параметрам границы первого и второго сгустков становятся практически неразличимы.

На рис. 2.22 показано взаимодействие двух сгустков, расположенных на одной вертикали, но произведенных в обратном по времени порядке. Первый производится на $H = 120$ км в момент времени $t = 0$. После этого через 1.3 с на высоте 230 км генерируется второй сгусток. При данном их расположении до момента времени $t = 7.3$ с плазменные течения развиваются независимо друг от друга. В момент времени $t = 7.3$ с границы возмущений первого и второго сгустков достигают друг друга. С этого момента времени возмущения начинают влиять друг на друга. Как видно из рис. 2.22, область

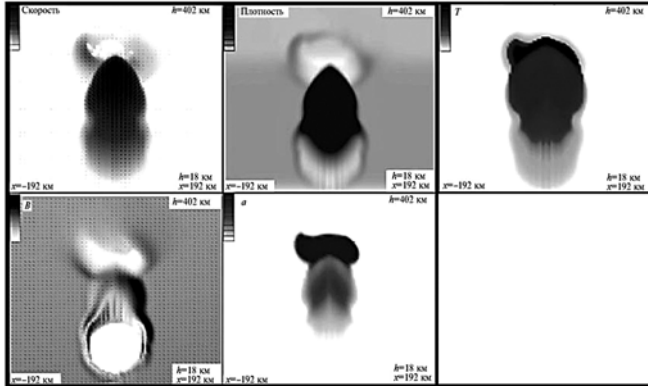


Рис. 2.20. Распределение тех же параметров, что и на рис. 2.18, но для момента времени $t = 7.1$ с. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 250$ км, второй на высоте $h_2 = 150$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.5 с после первой

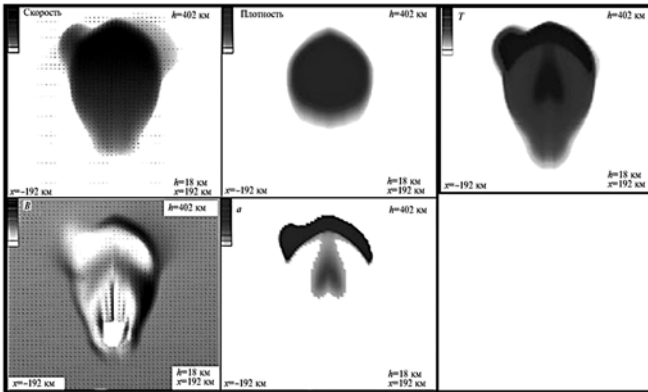


Рис. 2.21. Распределение тех же параметров, что и на рис. 2.18, но для момента времени $t = 11.6$ с. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 250$ км, второй на высоте $h_2 = 150$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.5 с после первой

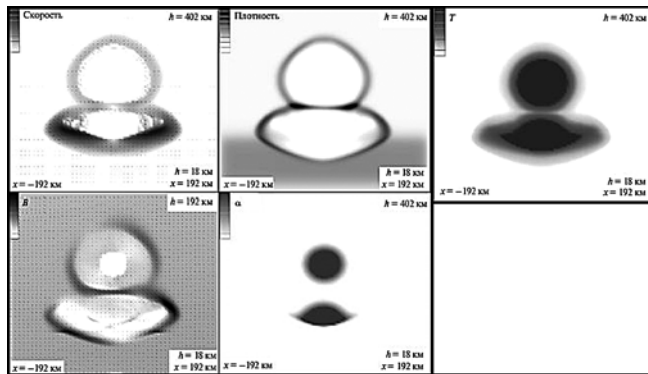


Рис. 2.22. Распределение тех же параметров, что и на рис. 2.18, но для момента времени $t = 15.3$ с. Первый плазменный сгусток на высоте $h_1 = 120$ км, второй на высоте $h_2 = 230$ км. Вторая возмущенная область образуется через 1.3 с после первой

второго сгустка деформируется меньше, чем первого. Кроме того, заметно, что со временем области возмущения не сливаются, как это происходит в случае, когда первым происходит выброс сгустка на большей высоте.

На момент времени $t = 15.3$ с по всем параметрам отчетливо видны границы возмущения от обоих сгустков. Первый сгусток из-за отсутствия возможности развиваться (вверх) начинается расширяться в горизонтальном направлении. Примерно такая же картина наблюдается и с верхним сгустком, но она не так ярко выражена, как для нижнего сгустка.

Этот случай заметно отличается от варианта, когда первым происходит образование верхнего сгустка. До момента контакта возмущенных областей сгустки развиваются независимо друг от друга, как если бы они оба были одиночными. После контакта возмущенные области не объединяются, видны четкие границы обоих возмущений. Влияние верхнего возмущения на нижнее ощущается несколько больше, что заметно из более сильной деформации нижней области по сравнению с верхней.

На рис. 2.23, 2.24 рассмотрены случаи взаимодействия одновременно генерируемых сгустков в плоскости срединного меридиана ($Y = 0$). Рассмотрены два варианта. На рис. 2.23 рассмотрен случай, когда оба сгустка расположены на высоте 300 км, второй находится на расстоянии 100 км от первого. На рис. 2.24 высота для обоих сгустков равна 400 км, а расстояние между ними составляет 250 км.

В обоих случаях наблюдается примерно одинаковая картина. Сначала возмущенные области развиваются независимо друг от друга, как если бы это были одиночные сгустки. Затем в определенный момент времени (через 0.8 с для первого случая и 1.5 с для второго) происходит контакт двух возмущенных областей. Наблюдается некоторое взаимопроникновение для обоих возмущений с образованием небольшой пограничной зоны, для которой характерно повышение плотности и снижение скорости. Затем с течением времени эта пограничная область расплывается и становится почти незаметной. Вокруг сгустков образуется общая возмущенная область (рис. 2.24). Несмотря на это, внутри общей возмущенной области все равно отчетливо видны две струи от первого и второго сгустков. Со временем даже на достаточно больших временах (26 с для первого случая и 12 с для второго) струи не сливаются.

Такая картина характерна для обеих высот и любых расстояний между сгустками. В случае сгустков на высоте 300 км разделение не настолько ярко выражено, как для случая на высоте 400 км, но, тем не менее, общая струя не образуется.

На рис. 2.25 представлен случай взаимодействия двух сгустков, происходящих одновременно в плоскости XU . Очевидно существенное влияние магнитного поля.

Для первого случая (расстояние между сгустками 100 км) в определенный момент времени (рис. 2.25) образующиеся в результате разлета плазменные струи сталкиваются, образуя узкую пограничную зону, в которой наблюдается небольшое повышение плотности. Со временем объединения этих струй не происходит, и по всем параметрам отчетливо видны две струи от обоих сгустков. Можно предположить, что образованию струи

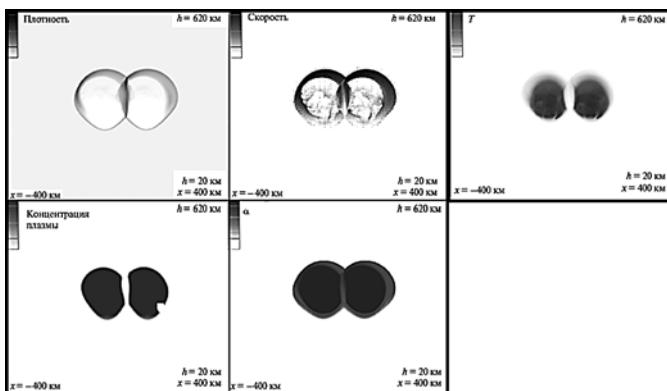


Рис. 2.23. Распределение безразмерных параметров в плоскости срединного меридиана ($Y = 0$) в момент времени $t = 0.8$ с для двух плазменных сгустков: плотность (сверху слева), проекция вектора скорости на плоскость меридиана (сверху справа), концентрация плазмы (по центру слева), степень ионизации α (по центру справа), температура, K (снизу). Сгустки на высоте $h_1 = h_2 = 300$ км. Возмущенные области образуются одновременно

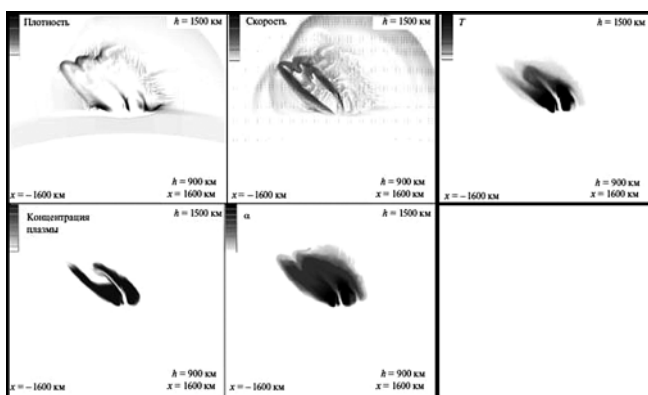


Рис. 2.24. Распределение тех же параметров, что и на рис. 2.23, но для момента времени $t = 20$ с. Сгустки на высоте $h_1 = h_2 = 400$ км. Возмущенные области образуются одновременно

способствует магнитное поле, не дающее разлетаться плазме в направлении Y . Таким образом, на образование струй существенное влияние оказывает взаимодействие сгустков через магнитное поле.

Чтобы проверить, будут ли формироваться струи при отсутствии столкновения между двумя сгустками, был рассчитан еще один вариант, когда начальное расстояние между сгустками 250 км. Как показали результаты, влияние возмущенных областей друг на друга минимально. В то же время происходит формирование струй.

Таким образом, два сгустка, расположенные в направлении Y на одной и той же высоте, так же как и в случае со сгустками, расположенными в направлении X , формируют две струи плазмы, которые с течением времени не сливаются в одну общую струю за счет действия магнитного поля.

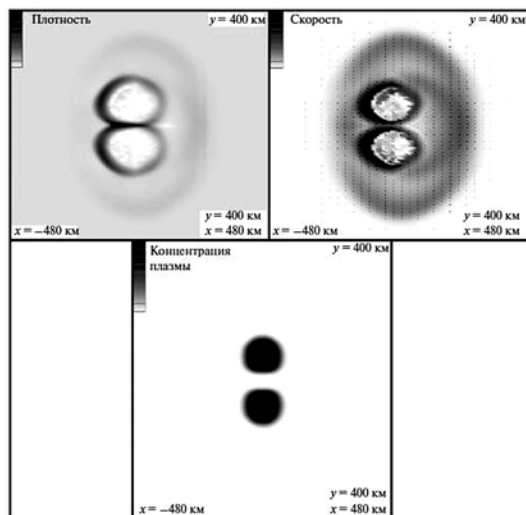


Рис. 2.25. Распределение безразмерных параметров в плоскости XY ($Z = 0.65$) в момент времени $t = 4$ с для двух плазменных сгустков: плотность (сверху слева), проекция вектора скорости на плоскость меридиана (сверху справа), концентрация плазмы (снизу). Сгустки на высоте $h_1 = h_2 = 300$ км. Возмущенные области образуются одновременно. Расстояние между плазменными сгустками при $t = 0$ — 100 км

Был выполнен ряд расчетов при расположении сгустков на некотором расстоянии друг от друга вдоль силовой линии магнитного поля. Расчеты показали, что геомагнитное поле на $h < 250$ км оказывает значительно меньше влияния на характер взаимодействия сгустков, чем неоднородность атмосферы в рассматриваемых выше примерах.

Выполненное в работе численное моделирование взаимодействия двух плазменных областей в ионосфере показало работоспособность предложенного ранее 3D-алгоритма для решения такого рода модельных задач на основе МГД-приближения. Разработанный алгоритм может быть использован для решения широкого ряда задач динамики плазмы применительно к лабораторным и крупномасштабным экспериментам [Моисеева и др., 2018].

ГЛАВА 3. ВЗРЫВЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ В АТМОСФЕРЕ И СВЯЗАННЫЕ С ЭТИМ ПРОЦЕССЫ И ЭФФЕКТЫ

Второй пик резкого увеличения интереса к задачам теории точечного взрыва (после первого, приведшего к созданию ее основ в 40-х годах XX века в период разработки и испытания атомного оружия), вновь выдвинувшихся в ряд задач первостепенной значимости, произошел около трех десятилетий тому назад в связи с осознанием международной общественностью реальности факта вторжения в атмосферу нашей планеты малых космических тел с их последующими катастрофическими взрывами в ней или на земной поверхности, так называемой проблемы астероидно-кометной опасности (АКО). Это осознание пришло по мере накопления достаточно большого количества сведений о малых телах Солнечной системы и, главным образом, с произошедшими в это же время буквально «на наших глазах» в июле 1994 года взрывами фрагментов кометы Шумейкеров — Леви 9 в атмосфере Юпитера, когда площади областей поражения некоторых из них на Юпитере превысили всю площадь поверхности Земли. Именно тогда стала очевидна актуальность АКО по причине неограниченности верхнего предела энерговыделения при таких взрывах, а следовательно, постановки вопроса о выживаемости человечества [Катастрофические воздействия, 2005; Андрущенко и др., 2007; Астероидно-кометная опасность ..., 2010, 2015].

К счастью, вероятность такой общепланетарной космической катастрофы достаточно мала, но возможность проникновения в атмосферу Земли и взрыва в ней или на поверхности планеты достаточно крупных космических тел, приводящих к тяжким последствиям, весьма реальна [Шустов, 2019].

На настоящее время имеется множество наблюдательных данных о взаимодействиях космических тел с земной атмосферой, которые можно трактовать как взрывы. Это, например, взрывы Тунгусского, Сихотэ-Алинского, Витимского, Челябинского суперболидов [Андрущенко, Шевелев, 2013б]. Кроме этих взрывов в атмосфере Земли регулярно регистрируются вспышки, подобные взрывам ядерных зарядов с мощностями в интервале от 1 до 100 кт тротилового эквивалента. Это свидетельствует о том, что при определенных условиях существует физический механизм именно взрывного взаимодействия метеорных тел с атмосферой планеты с характерными особенностями воздушного или околоземного космического ядерного взрыва, но, к сожалению, на данном этапе развития метеоритики не имеется ни общей признанной теории взрыва метеорных тел, ни даже протитворечивой теории их фрагментации [Петров и др., 2018]. Существует только несколько гипотез проявления процессов взрыва малых небесных тел в атмосфере, некоторые из них приводятся ниже в разделах 3.2–3.4.

3.1. Места скопления малых тел Солнечной системы. Статистические данные о численности опасных тел с разными показателями уровня угрозы для Земли

Вначале приведем краткие сведения об источниках опасных объектов, которые могут вторгнуться в атмосферу Земли и взорваться в ней, и о реальности такого вида космической угрозы.

Как известно, в Солнечной системе существует три основных области скопления малых космических тел [Маров, 2008; Питьева, Питьев, 2014; Солнечная система, 2017]:

1. Главный пояс астероидов (Поле Фазтона), расположенный в интервале между орбитами Марса и Юпитера на расстояниях $\sim 2\text{--}3.5$ а. е. от Солнца (а. е. — астрономическая единица, расстояние от Земли до Солнца), с их общей массой $3\text{--}3.6 \cdot 10^{21}$ кг, т. е. $\sim 3 \cdot 10^{-2} M_3$ (M_3 — масса Земли).
2. Пояс Эдживорта — Койпера, расположенный за орбитой Нептуна на расстоянии $40\text{--}60$ а. е. от Солнца, с общей массой тел в нем $\sim 10^{24}$ кг ($\sim 3M_3$).
3. Облако Оорта, находящееся на границе Солнечной системы (>1000 а. е.), с неизвестной даже приблизительно общей массой тел.

В настоящий момент в Солнечной системе обнаружены сотни тысяч астероидов и тысячи комет (точные цифры не стоит приводить, поскольку, например, на начало 2010 г. в электронных базах данных насчитывалось около 541 тысячи астероидов [Фундаментальные космические ..., 2014], а на начало 2016 г. — уже около 700 тысяч [Медведев и др., 2016]). Из этих количественных показателей, различающихся более чем на два порядка, становится ясно, что в качестве опасных космических объектов (ОКО), т. е. тел, которые могут столкнуться с Землей, должны с большим отрывом лидировать астероиды. Число же самых опасных космических тел размером от 10 до 850 м, ежегодно пролетающих через околоземное пространство на расстояниях от Земли до Луны (0.384 млн км), примерно постоянно и составляет около 400 [Ефремова, Шустов, 2017]; число космических тел из другого диапазона размеров, от 3 до 30 м, проходящих за год на тех же расстояниях от Земли, на два порядка больше, около 40 тысяч [Багров, 2014; Муртазов, Багров, 2016].

Из этих космических тел ежегодно десятки размером от 3 до 15 м вторгаются с гиперзвуковыми скоростями (10–70 км/с) в атмосферу Земли, становясь, таким образом, потенциальными импакторами [Дудоров, Еретнова, 2017]. Разделим это статистическое множество метеороидов условно на пять групп, различающихся уровнем влияния на них защитных свойств земной атмосферы (способности уменьшения ею возможности нанесения ими ущерба, т. е. уменьшения риска) в зависимости от их кинематических и физических характеристик [Хохряков, 1977; Бондаренко, Медведев, 2014]:

Первая группа — это метеороиды любой прочности, которые вторгаются в атмосферу под очень малыми углами к горизонту ($<10^\circ$) и проходят через нее, не столкнувшись с Землей [Jасchia, 1974; Метеоры, летящие вверх, 2015].

Вторая группа — это самые прочные метеороиды, входящие в атмосферу под большими углами к горизонту, которые практически без убыли

в скорости и массе становятся реальными импакторами, источниками стихийных бедствий. При падении на сушу они образуют кратеры, приводят к выбросу породы и газопылевых плюмов в атмосферу, инициируют пожары, наносят значительный урон экономическим объектам, природной среде и населению; при падении в моря и океаны они образуют цунами со всеми вытекающими неблагоприятными последствиями [Катастрофические воздействия, 2005; Андрущенко и др., 2007; Астероидно-кометная опасность ..., 2010, 2015].

Третья группа — это метеороиды менее прочные, с более пологой траекторией, которые под воздействием различных физических факторов теряют большую часть своей массы, но не разваливаются на части и выпадают на земную поверхность в виде одиночных метеоритов, могущих нанести или не наносящих существенного урона окружающей среде и населению [Катастрофические воздействия, 2005; Андрущенко и др., 2007; Астероидно-кометная опасность ..., 2010, 2015].

Четвертая группа — метеороиды еще менее прочные, которые не только теряют массу, но и распадаются на фрагменты под воздействием аэродинамических нагрузок. Их фрагменты либо также выпадают на земную поверхность в виде метеоритов, наносящих ущерб разной степени тяжести, либо продолжают и дальше распадаться до состояния мелкой консистенции, сгорающей в плотных слоях атмосферы [Иванов, Рыжанский, 1997; Стулов, 2008; Андрущенко и др., 2018б].

Пятая группа — это метеороиды, которые на некоторой стадии движения в атмосфере взрываются. Механизмы взрывов таких объектов и являются предметом рассмотрения в этой главе.

3.2. Ранние модели взрывов метеороидов в атмосфере.

Модель К.П. Станюковича

Представим ряд моделей, предложенных для описания взрывоподобного распада космических тел, движущихся в атмосфере с гиперзвуковой скоростью. Одной из первых стала модель теплового взрыва, предложенная в работе [Станюкович, Шалимов, 1961]. Основным фактором взрыва здесь предполагалась интенсивная тепловая волна, проникающая по причине теплопроводности вглубь тела и вызывающая быстрое взрывоподобное поверхностное испарение вещества метеороида. Усовершенствованный вариант подобной модели приведен в работе [Мартынюк, 1980]. В ней был рассмотрен объемный прогрев тонкого поверхностного слоя из-за излучения и описан возникающий при этом периодический фазовзрывной процесс в зоне метастабильного расплава. Интенсивное дробление вещества под воздействием внутренних ударных волн завершалось фазовым взрывом всего метеороида.

Другая модель теплового взрыва была предложена в работе [Шуршалов, 1982]. В случае если снежно-ледяной метеороид обладал достаточной оптической прозрачностью, то интенсивный и очень быстрый лучистый его нагрев реализовался сразу во всем объеме или в большей его части.

При этом практически мгновенно происходил объемный фазовый переход, и все вещество метеороида переходило в газообразное состояние с примерно постоянными высокими значениями температуры и давления. Такое взрывоподобное явление в условиях объемного тепловыделения было изучено в работе [Искольдский и др., 1977].

Ниже за теоретическую схему, принимаемую для объяснения взрыва метеорных тел, выбиралась концепция, предложенная К.П. Станюкови-чем, согласно которой взрыв осуществлялся в результате прогрева массы метеороида извне при взаимодействии с окружающим газом. В работе [Покровский, 1964] предлагалась одна из таких простейших схем, реализующаяся в случае:

- 1) однородной массы метеороида;
- 2) более или менее равномерного обогрева его со всех сторон (что выполнялось, например, для вращающегося тела);
- 3) более или менее компактной формы метеороида, близкой к шаровой.

Тогда при движении метеороида в соответствующих слоях атмосферы при осуществлении его интенсивного нагревания тепловая волна входила внутрь метеороида на глубину δ , определяемую из теории теплопроводности:

$$\delta = (\lambda t / c \rho)^{1/2},$$

где λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность вещества метеороида, t — время прогрева. Внешний прогретый слой δ , быстро расширившись, растягивал внутреннее холодное центральное ядро метеороида радиуса R , оставшееся холодным. Проведенные исследования в [Покровский, 1964] позволили установить оценки, при которых осуществлялся такой «взрыв» метеороида, когда возникающие во внутреннем ядре растягивающие напряжения σ были равны (или превышали) временное сопротивление разрыву вещества метеороида σ_p . Критерием возможности осуществления подобного «взрыва» являлась температура прогрева θ_{δ} слоя δ , равная:

$$\theta_{\delta} = \sigma_p (R / \delta + 1 - 3\mu / 2) / \alpha E,$$

где μ — коэффициент Пуассона, E — модуль упругости, α — коэффициент линейного расширения (при нагревании) — все характеристики для вещества метеороида. Была оценена также величина нижнего предела скорости v_{\min} входа в атмосферу метеорного тела, при которой был возможен взрыв рассмотренного характера:

$$v_{\min} = \left[6c\theta_{\delta} / \beta (\alpha E \theta_{\delta} / \sigma_p + 3\mu / 2) \right]^{1/2}, \quad (3.1)$$

где β — коэффициент, указывающий долю энергии движения метеороида, переходящую в теплоту, из интервала $[0, 1]$. Для железного тела из (3.1) $v_{\min} = 2.4$ км/с, так что при фактических скоростях входа метеороида в атмосферу в 10–70 км/с взрыв рассмотренного характера был вполне возможен.

Наиболее полное комплексное численное исследование полета и взрыва в атмосфере метеорного тела было проведено с середины 1970-х до начала 1990 годов группой авторов под руководством В.П. Коробейникова, которое завершилось работой [Коробейников и др., 1991].

3.3. Механизм взрыва метеороидов при превращении их кинетической энергии в энергию окружающего газа

В гипотезе С.С. Григоряна (которая нами была принята за базовую) само слово «взрыв» заключалось в кавычки, поскольку это явление нельзя было назвать в прямом смысле взрывом, как, например, ядерные взрывы или взрывы различных химических реагентов. А это явление, описывающее разрушение метеороида (или концентрированного конгломерата его фрагментов) до мелкодисперсного состояния и мгновенной сублимации с переходом его (их) кинетической энергии во внутреннюю и кинетическую энергию окружающего малого объема газа в этот момент времени. И подобный феномен можно было трактовать как взрыв [Григорян, 1979]. На самом деле при супергиперзвуковых скоростях порядка десятка километров в секунду, присущих вторгающимся в атмосферу метеорным телам, такой быстротечный переход инициирует именно взрывные ударные волны [Добровольский, 2002]; и тогда за начальные условия задачи о взрыве метеороида можно было брать решение о сильном точечном взрыве [Седов, 1946] в неподвижной атмосфере, как это рекомендовал М.А. Лаврентьев [Войцеховский, 1980].

3.3.1. Качественный анализ начального этапа вихреобразования внутри области взрыва метеороида в неоднородной атмосфере

При численном решении двумерных задач о взрыве в неоднородной атмосфере с выделением фронта УВ в виде внешней границы был выявлен факт образования вихревых структур в охваченной УВ области газа для достаточно больших (порядка секунд) моментов времени [Андрущенко и др., 2011, 2013а]. Но позже было обнаружено, что вихревые структуры во внутреннем сферическом слое газа, примыкающем к фронту УВ, формируются уже на ранней стадии развития процесса — для времен порядка десятых долей секунды (на рис. 3.1 представлены линии равной завихренности $0.5\sigma tV$ в плоскости (r, z) при $t = 0.6$ с для взрыва с энергосодержанием $E = 15$ кт на высоте $z = 1$ км).

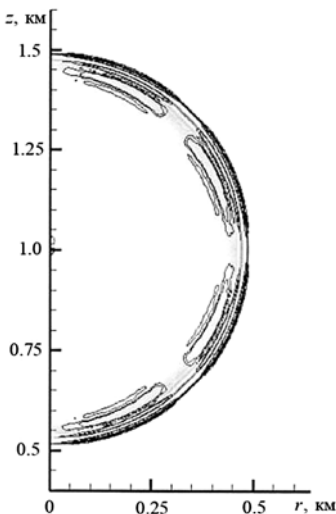


Рис. 3.1. Линии равной завихренности

В полукруговом слое у фронта УВ образовались в сечении четыре вихревые замкнутые зоны эллиптической формы, в которых направления вращения чередовались начиная по направлению движения часовой стрелки в верхнем сечении, затем в следующем — в противоположном направлении и т. д. Этот факт означал, что для моментов времени, достаточно близких к началу

В полукруговом слое у фронта УВ образовались в сечении четыре вихревые замкнутые зоны эллиптической формы, в которых направления вращения чередовались начиная по направлению движения часовой стрелки в верхнем сечении, затем в следующем — в противоположном направлении и т. д. Этот факт означал, что для моментов времени, достаточно близких к началу

взрыва, малые возмущения плотности (незначительное проявление стратификации атмосферы по высоте), возникшие только на фронте УВ, уже оказывали заметное влияние на решение системы уравнений внутри области взрыва в слое, примыкающем к фронту УВ. Поэтому было проведено теоретическое исследование решения во внутренней области сильного точечного взрыва (при пренебрежении противодавлением и гравитацией) в экспоненциальной атмосфере методом малых возмущений.

Исходная система уравнений в сферических координатах (R, φ, θ) для газодинамических функций ρ, P, u, v — плотности, давления, радиальной и азимутальной компоненты скорости (c — скорость фронта УВ) — в предположении осевой симметрии (т. е. независимости функций от φ) имела вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\ln \rho) + u \frac{\partial}{\partial R}(\ln \rho) + \frac{v}{R} \frac{\partial}{\partial \theta}(\ln \rho) + \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v}{\partial \theta} + 2 \frac{u}{R} - \frac{v}{R} \operatorname{tg} \theta = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{uv}{R} = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial P}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + u \frac{\partial}{\partial R} \ln \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + \frac{v}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \ln \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Уравнение фронта УВ:

$$R = S(\theta, t). \quad (3.3)$$

Уравнение движения фронта:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = c \sqrt{1 + \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2}. \quad (3.4)$$

Условия на фронте:

$$\begin{aligned} u \sqrt{1 + \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2} = \frac{2c}{\gamma + 1}, \quad v \sqrt{1 + \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)^2} = \frac{2c}{\gamma + 1} \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial \theta}, \\ P = \rho_0 \frac{2c^2}{\gamma + 1} \exp \left(-\frac{S \sin \theta}{H} \right), \quad \rho = \rho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \exp \left(-\frac{S \sin \theta}{H} \right). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Из закона сохранения энергии следует:

$$2\pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta \int_0^S \left\{ \rho (u^2 + v^2) + \frac{1}{\gamma - 1} \left[P - P_a \exp \left(-\frac{R \sin \theta}{H} \right) \right] \right\} R^2 dR = E_0, \quad (3.6)$$

где E_0 — энергия взрыва, P_a — атмосферное давление на уровне моря.

Поставленная таким образом задача (3.2–3.6) исследовалась качественно методом возмущений — путем перехода к переменным $u = u_0 + \delta u$, $v = v_0 + \delta v$, $\rho = \rho_0 + \delta \rho$, $P = P_0 + \delta P$, где u_0, v_0, ρ_0, P_0 — решение задачи о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере [Седов, 1946], а $\delta u, \delta v, \delta \rho, \delta P$ — малые возмущения при значениях параметра $\varepsilon = \gamma - 1$, близких к нулю. Было выявлено наличие вихревых движений внутри области газа,

возмущенного УВ, т. е. было доказано, что уже на раннем этапе развития взрыва выполняется неравенство $\text{rot} \mathbf{V} \neq 0$ [Андрущенко и др., 2013б, 2015] (доказательство и конечный вид формулы здесь не приводится из-за их громоздкости).

3.3.2. Численное исследование внутренней структуры взрыва в переменных Лагранжа

Рассматривается задача о взрыве метеорного тела в атмосфере Земли в переменных Лагранжа.

Исходная система уравнений, описывающих двумерное эволюционное движение совершенного, невязкого, нетеплопроводного газа, — система уравнений Эйлера в цилиндрических координатах (r, z) . Задача решается в полуплоскости $(0 \leq r < +\infty, -\infty < z < +\infty)$, в области, ограниченной фронтом ударной волны $\Gamma_1(t)$ (см. рис. 3.2).

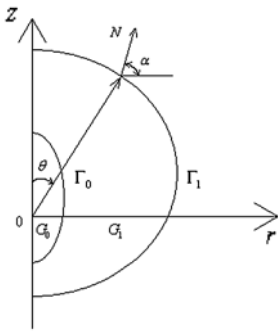


Рис. 3.2. Область решения задачи

Внутри этой области выделяется центральная подобласть G_0 с границей $\Gamma_0(t)$, которая содержит точку взрыва. Граница $\Gamma_0(t)$ в процессе решения задачи выбирается таким образом, чтобы давление во всей центральной подобласти можно было считать постоянным. Такое выделение центральной подобласти вызвано тем, что вблизи центра взрыва образуется горячая зона с очень высокой температурой с особенностью в центре ($T \rightarrow +\infty$) и, соответствен-

но, чрезвычайно большой скоростью распространения малых возмущений, что при численном решении задачи для выполнения условия устойчивости Куранта приводит к очень малому шагу по времени. Кроме того, поскольку плотность в этой зоне практически равна нулю, в уравнениях появляется особенность, и расчет по общим формулам становится затруднительным.

Между центральной подобластью, ограниченной кривой $\Gamma_0(t)$, и фронтом ударной волны $\Gamma_1(t)$ находится стандартная подобласть разностного счета G_1 .

В качестве лагранжевых переменных выбираются переменные ξ и θ . Координата частицы ξ определяется моментом времени, в который ударная волна доходит до этой частицы, а за координату θ принимается угол, образованный нормалью к поверхности ударной волны в момент прохождения ее через данную частицу с вертикальным направлением (осью z). В силу такого выбора ударная волна в лагранжевых координатах ξ, θ, t задается уравнением $\xi = t$, а область возмущенного течения газа внутри волны отображается в область $t \geq t_0, 0 \leq \xi \leq t$.

За начальный момент берется некоторый момент времени t_0 после взрыва (см. ниже). Исходная система уравнений в безразмерном виде в лагранжевых переменных ξ, θ запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = \left(-\frac{\partial p}{\partial \xi} z_\theta + \frac{\partial p}{\partial \theta} z_\xi \right) (\rho J)^{-1}, & \frac{\partial v}{\partial t} = \left(-\frac{\partial p}{\partial \theta} r_\xi + \frac{\partial p}{\partial \xi} r_\theta \right) (\rho J)^{-1} - A_g, \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\gamma p}{J} \left(\frac{\partial r}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{\partial r}{\partial \theta} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial z}{\partial \theta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) - \frac{\gamma p u}{r}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho J r) = 0, & \frac{\partial r}{\partial t} = u, & \frac{\partial z}{\partial t} = v, \end{cases} \quad (3.7)$$

$$J = r_\xi z_\theta - r_\theta z_\xi.$$

Искомые функциями являются r , z — эйлеровы координаты частицы, u , v — компоненты скорости, p , ρ — давление и плотность возмущенного газа. Здесь γ — показатель адиабаты, $A_g = g \frac{\rho_0 \Delta^4}{E_0}$ — параметр, отвечающий за гравитацию (ρ_0 — значение плотности газа в невозмущенной атмосфере в точке взрыва, E_0 — энергия взрыва, Δ — масштаб неоднородности атмосферы, g — ускорение свободного падения).

Перейдем к постановке граничных условий для системы (3.7). В экспоненциальной атмосфере плотность и давление зависят от высоты z по следующему закону:

$$\rho_A = \rho_0 \cdot \exp\left(\frac{-z}{\Delta}\right), \quad p_A = p_0 \cdot \exp\left(\frac{-z}{\Delta}\right),$$

здесь p_0 — значения давления газа в невозмущенной атмосфере в точке взрыва. На ударной волне при $\xi = t$ должны выполняться условия Ренкина — Гюгионо:

$$\begin{cases} u_1 = \frac{2}{\gamma+1} N \cos a \left(1 - \gamma \frac{A_p}{N^2} \right), & v_1 = \frac{2}{\gamma+1} N \sin a \left(1 - \gamma \frac{A_p}{N^2} \right), \\ \rho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{A_p}{N^2} \right)^{-1} \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right), \\ p_1 = \frac{2}{\gamma+1} N^2 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{A_p}{N^2} \right) \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right), \end{cases} \quad (3.8)$$

здесь N — скорость распространения ударной волны, a — угол между нормалью к фронту ударной волны и осью r , $A_p = \frac{p_0}{E_0} \Delta^3$ — безразмерный параметр, отвечающий за противодавление. Величины с индексом 1 — значения на фронте ударной волны.

Без учета противодавления ($A_p = 0$) и гравитации ($A_g = 0$) в однородной атмосфере ($\Delta \rightarrow \infty$) граничные условия (3.8) имеют простой вид и допускают решение системы уравнений (3.7) в конечном виде [Седов, 1946]. Именно это аналитическое решение при $t = t_0$ выбирается в качестве на-

чальных данных. Безразмерный начальный момент времени выбирается очень малым ($t_0 = 0.000037$), чтобы начальные данные отвечали сильной стадии взрыва, когда противодавление и неоднородность атмосферы несущественны.

Для определения эйлеровых координат точек ударной волны привлекаются следующие геометрические соотношения:

$$\frac{dr}{dt} = N \sin \theta + \frac{\partial N}{\partial \theta} \cos \theta, \quad \frac{dz}{dt} = N \cos \theta - \frac{\partial N}{\partial \theta} \sin \theta. \quad (3.9)$$

В центре взрыва $\xi = 0$ выполняются условия симметрии:

$$u = 0, \quad r = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = 0. \quad (3.10)$$

Для расчета величин в центральной области используются следующие формулы:

$$\left\{ \begin{array}{l} r_0 = 0, \quad r_1 = r_2 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5} \frac{\gamma-1}{\gamma-\beta}}, \quad z_0 = \bar{z}_2, \quad z_1 = (z_2 - z_0) \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5} \frac{\gamma-1}{\gamma-\beta}} \\ u_0 = 0, \quad u_1 = u_2 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5} \frac{\gamma-1}{\gamma-\beta}}, \quad v_0 = \bar{v}_2 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5} \frac{\gamma-1}{\gamma-\beta}}, \quad v_1 = v_2 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5} \frac{\gamma-1}{\gamma-\beta}} \\ \rho_0 = 0, \quad \rho_1 = \rho_2 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{\gamma-1}}, \quad p_0 = \bar{p}_2, \quad p_2 = \bar{p}_2, \quad p_1 = \bar{p}_2. \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Индексы 0, 1, 2 соответствуют точкам с лагранжевыми координатами $\lambda = 0, 1/n, 2/n$, где n — количество расчетных точек по оси λ , β — некоторый коэффициент.

Проводился численный эксперимент для энергии взрыва $E_0 = 8.12 \cdot 10^{13}$ Дж (примерно 20 килотонн в тротиловом эквиваленте) на высоте 10 км в экспоненциальной атмосфере. Значения давления, плотности и масштаба неоднородности для этой высоты в атмосфере [Таблицы стандартной атмосферы, 1964] соответственно равны: $p_0 = 26500$ Па, $\rho_0 = 4.14 \cdot 10^{-1}$ кг/м³, $\Delta = 6555$ м. Значения безразмерных управляющих параметров и дисбалансов по энергии для проведенных расчетов различных вариантов приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Значения безразмерных управляющих параметров и дисбалансов по энергии

Параметр	Вариант №							
	1	2	3	4	5	6	7	8
γ	1.2	1.4	1.2	1.4	1.2	1.4	1.2	1.4
A_p	0	0	158.1	78.22	0	0	158.1	78.22
A_g	0	0	0	0	158.1	78.22	158.1	78.22
$\delta E, \%$	3.2	4.5	3.0	4.2	4.0	4.8	2.8	3.7

Перейдем к изложению результатов расчетов.

Для вариантов 1, 2 (в отсутствие противодавления и гравитации) процесс протекает следующим образом. Фронт замедляется по всем направлениям θ . Функции $\lg p$ и $\lg |v|$ монотонно убывают по направлениям вверх и вниз для обоих вариантов (см. рис. 3.3, *a-b*, на которых представлены зависимости функций $\lg p$ и $\lg |v|$ от времени t в верхних и нижних точках фронта).

На рис. 3.3, *a-b* видно проявление существенной нестационарности рассмотренного процесса — некоторые величины с течением времени изменяются в очень больших диапазонах. Так, давление к моменту времени $t = 600$ с в верхней точке фронта уменьшается по сравнению с начальным при $t = 0.0085$ с на 6 порядков, а скорость — на 4 порядка. Различия между параметрами течения в нижней точке взрывных волн для различных показателей адиабат незначительны.

Как видно из графиков, давление с течением времени убывает заметно быстрее для варианта 1 ($\gamma = 1.2$), чем для варианта 2 ($\gamma = 1.4$) на нижних участках фронтов, в то время как на верхних темп убывания p практически одинаков (см. рис. 3.3, *a*). А для скоростей наоборот — различие в убывании $|v|$ (торможении) заметно для верхних участков фронтов, а нижние участки фронта тормозятся одинаково (см. рис. 3.3, *b*).

На графиках наглядно проявляется пространственная неоднородность при распространении вначале сферической ударной волны в экспоненциальной атмосфере (так, давление в нижней и верхней точках фронта отличаются на порядок для $t = 600$ с).

Для вариантов 1, 2 особенности при перестройке течения не возникают. В них имеет место одна-единственная сингулярность, заложенная еще в начальные условия: решение автомодельной задачи Седова — особая точка типа узел. С течением времени эта особая точка спускается вниз вдоль оси z , и из нее ветвятся семейства линий тока в плоскости сечения rOz , построенные по мгновенным распределениям векторов скорости v , для трех моментов времени — $t = 10, 250$ и 1200 с соответственно (см. рис. 3.4, *a-b*).

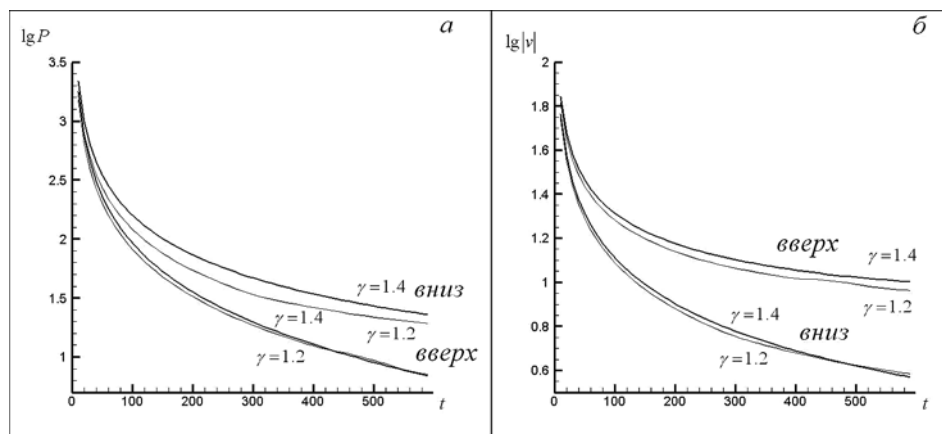


Рис. 3.3. Зависимость давления и скорости от времени для вариантов 1, 2

Видно, что со временем величина площади (в пространстве — объема) с восходящим течением воздуха внутри области, охваченной ударным фронтом, значительно превышает величину площади (объема) с нисходящим потоком (см. рис. 3.4, в и 3.7, а).

В вариантах 3, 4 и 5, 6, в которых учитывается только противодействие и только гравитация, также не происходит образование особенностей внутри области ударной волны, и картины течения носят обычный характер.

На рис. 3.5, а-б представлены зависимости функций $\lg p$ и $\lg |v|$ на фронте ударной волны для верхней и нижней точек ударного фронта от времени t для вариантов 7, 8.

Как видно из графиков на рис. 3.5, по сравнению с графиком на рис. 3.3, нестационарность процесса проявляется для вариантов 7, 8 значительно-

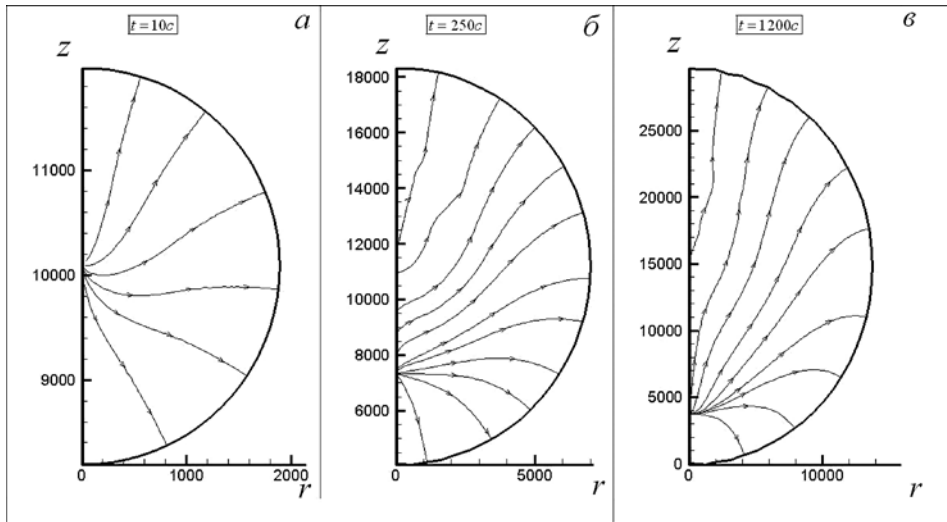


Рис. 3.4. Линии тока для варианта 1

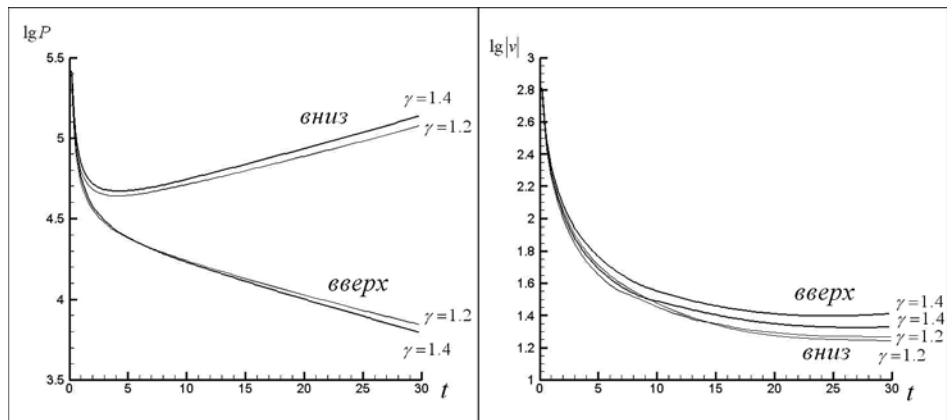


Рис. 3.5. Зависимость давления и скорости для вариантов 7, 8

но меньше, чем для вариантов 1, 2. Так, давление в верхней точке фронта к моменту времени $t = 30$ с уменьшается по сравнению с начальными величинами только на 4 порядка, а скорости — на 3 порядка. Для различных показателей адиабаты закономерности изменения давления и скорости идентичны. На графиках также наглядно проявляется пространственная вертикальная неоднородность — давление в нижней и верхних точках фронта отличается почти на 2 порядка для $t = 30$ с.

Рассмотрим, как происходит перестройка течения внутри области, охваченной ударной волной, для варианта 8 ($\gamma = 1.4$) (результаты варианта 7 ($\gamma = 1.2$) ниже не приводятся, поскольку они качественно не отличаются от результатов варианта 8). На рис. 3.6, *a-z* представлены мгновенные картины линий тока для шести моментов времени $t = 1, 1.8, 2.2, 3, 13, 14$ с, соответственно.

В самом начале процесса аналогично вариантам 1, 2 происходит опускание особой точки — узла вдоль оси симметрии; так, к $t = 1$ с она опускается на 300 м (см. рис. 3.6, *a*). Около этого узла ветвятся семейства линий тока, направленные вверх и вниз, причем поверхность их раздела имеет вид параболоида (в сечении rOz параболы). В некоторый момент, близкий к 1.8 с, на верхней кромке этого параболоида образуется окружность из особых точек типа фокусов, причем движение от них по поверхности параболоида (в сечении rOz — по параболе) направлено вниз — в направлении оси z (они становятся направляющей поверхностью линий тока), и на их пересечении с осью z формируется сингулярность типа седло (см. рис. 3.6, *b*). К моменту времени $t = 2.2$ с на верхней кромке — окружности на поверхности параболоида — сформировавшаяся фокусная конфигурация просматривается более явно (см. рис. 3.6, *b*), где эта картина представлена в сечении rOz . Далее течение еще более усложняется, и внутри возмущенной области формируется поверхность линий тока, направленных вниз, по конфигурации почти подобная фронту ударной волны, причем ее нижний «полюс» (точка пересечения с осью z) является седлом, а верхний — узлом (см. рис. 3.6, *z*). Такая конфигурация этой поверхности сохраняется в течение относительного долгого времени — примерно с 3 до 13 с (см. рис. 3.6, *d*).

Начиная примерно с 14 с нижняя седловая точка аннигилирует, и общая конфигурация поверхности из линий тока принимает грибовидную форму с «тороидальным» включением внутри. Поверхности тока, расположенные ниже поверхности, выходящей из верхнего «полюса» — узла, выходят на нижнюю часть ударного фронта (см. рис. 3.6, *e*). Такая конфигурация поверхности с образующими из линий тока сохраняется до момента выхода нижней точки ударного фронта на поверхность Земли при t примерно 29 с.

На рис. 3.7, *a-b* представлены пространственные мгновенные картины линий тока в моменты времени достижения ударного фронта поверхности Земли для вариантов 2 и 8, соответственно. Интересно, что, в отличие от других сингулярностей, фокусы оказались наиболее устойчивыми особенностями.

В заключение отметим, что в отличие, например, от задач пространственных отрывных течений [Шевелев, 1986], для которых возможно сравнение расчетных результатов для линий тока с данными экспериментов, полученных методами визуализации, в задачах теории взрыва такое со-

поставление невозможно. Получить опытные данные о структуре течения внутри области, охваченной замкнутым фронтом сферической ударной волны, принципиально трудно. Поэтому единственным источником информации о внутренней структуре подобного течения могут быть только вычислительные (и частично аналитические) методы исследования.

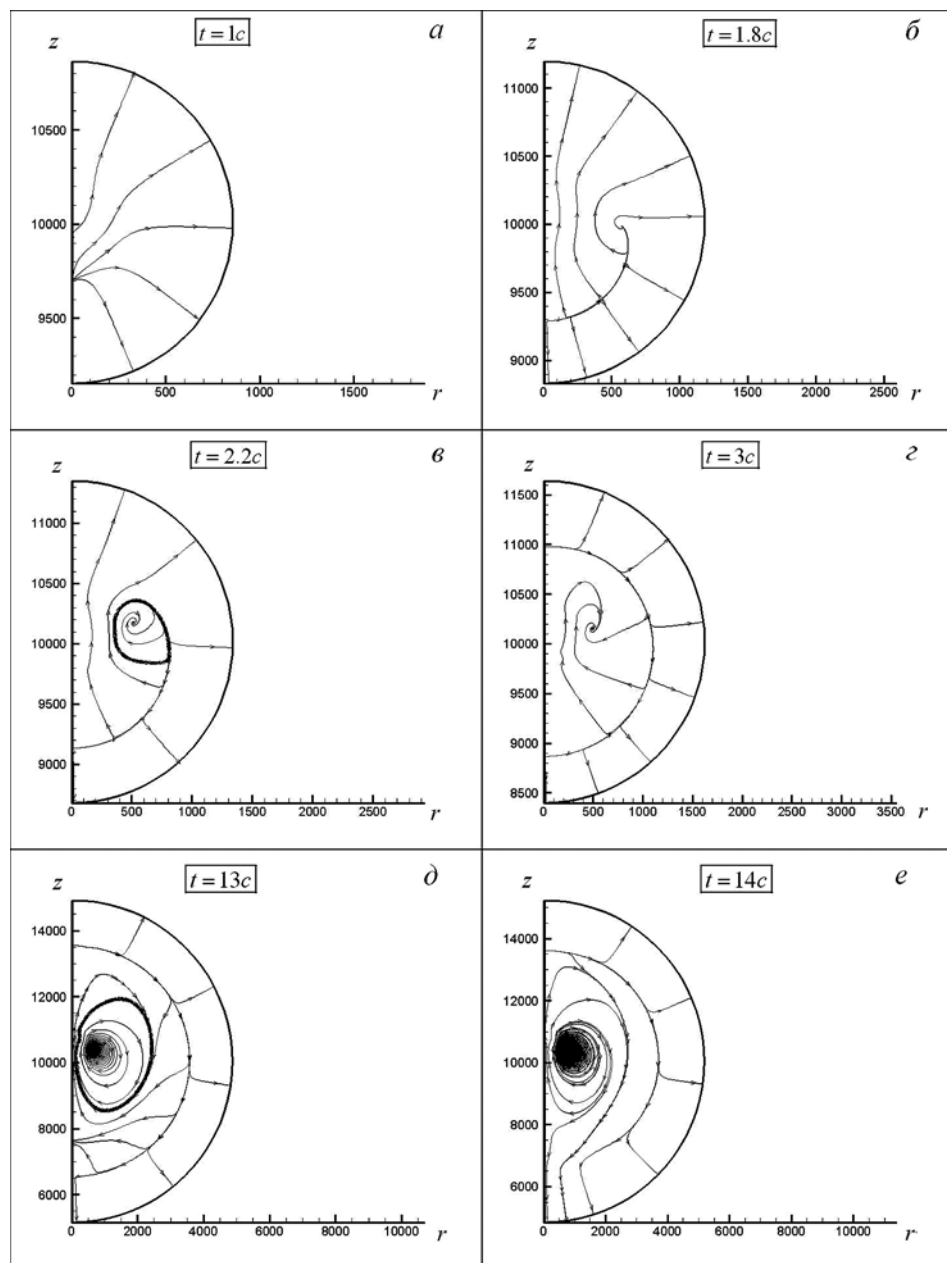


Рис. 3.6. Линии тока для варианта 1

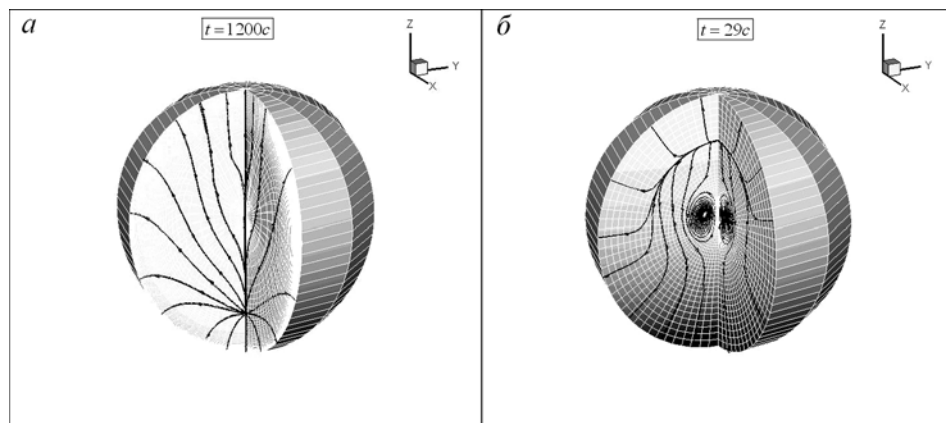


Рис. 3.7. Пространственные мгновенные картины линий тока в моменты времени достижения ударного фронта поверхности Земли для вариантов 2 и 8

3.3.3. Исследование одиночного взрыва метеороида и формирования его внутренней структуры при наличии подстилающей поверхности

Ранее исследовалась задача об одиночном взрыве метеороида с энерговыделением $E = 25$ Мт в неоднородной атмосфере на высоте $H = 8$ км, имитирующем Тунгусское событие 1908 г. [Андрущенко и др., 1981]. За математическую модель нами была выбрана система нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа в цилиндрической системе координат (r, z) с учетом излучения в приближении лучистой теплопроводности, при которой коэффициенты вязкости и лучистого переноса аппроксимировались степенными зависимостями от температуры и плотности (скейлинговым приближением). На рис. 3.8 построены два семейства изолиний, характеризующих вихревое движение (пунктиром изображены мгновенные линии тока) и тепловой режим (сплошные линии — изотермы) в облаке взрыва при $t = 26$ с.

К этому моменту времени фронт УВ распространился от точки взрыва на значительное расстояние, а бывший «огненный шар» трансформировался под воздействием гравитации в область, охваченную интенсивным конвективным движением. Центр «светящегося облака» всплыл на 4.2 км и отошел от оси симметрии на 0.3 км, тогда как центр вихревого тора поднялся на 1.5 км и отошел от оси на 2.7 км. Очевидно, что результаты моделирования получились неудовлетворительными, поскольку не произошло формирования наблюдаемого в действительности для такого мощного взрыва «полноценного» температурно-вихревого тора [Андрущенко и др., 1981]. Поэтому в последующих исследованиях нами выбиралась другая газодинамическая модель на основе уравнений Эйлера, не учитывающая диссипативные процессы, в которой этот недостаток был преодолен [Белоцерковский и др., 2000]; именно она в последующем нами и использовалась.

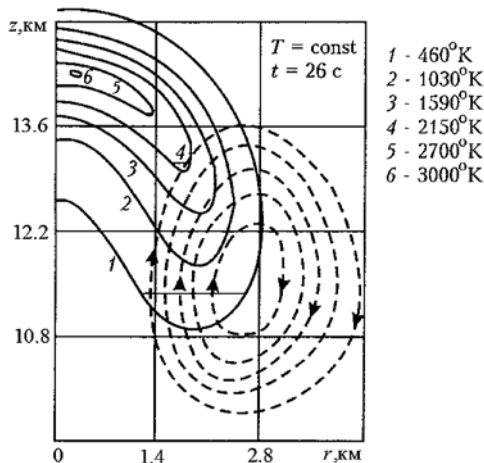


Рис. 3.8. Семейства изолиний, характеризующих вихревое движение (пунктиром изображены мгновенные линии тока) и тепловой режим (сплошные линии — изотермы) в облаке взрыва при $t = 26$ с

Рассматривалась пространственная задача о взрыве метеороида с энерговыделением $E = 60$ кт в неоднородной атмосфере с учетом противодавления и гравитации [Андрущенко и др., 2016]. За исходную выбиралась система трехмерных эволюционных уравнений Эйлера для сжимаемого идеального газа в декартовых координатах (x, y, z) . Уравнение неразрывности заменялось на уравнение для натурального логарифма давления. В безразмерных переменных система имела вид:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= -\frac{T}{\gamma M^2} \nabla p^* + E, \\ \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) T \operatorname{div} V, \\ \frac{dp^*}{dt} &= -\gamma \operatorname{div} V, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где $p^* = \ln p$, $E = (0, 0, -1)$, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (V \cdot \nabla)$, $\operatorname{div} V = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$.

Задача трехпараметрическая, зависящая от двух безразмерных параметров: γ — показателя адиабаты, $M = (Lgm / \gamma RT)^{1/2}$ — числа Маха и от размерного Δ — высоты однородной атмосферы. Задача решалась в кубической области, центр взрыва совпадал с ее центром. Граничные условия следующие: на подстилающей поверхности — условия прилипания, непротекания и теплоизоляции $u = v = w = 0$, $\partial T / \partial z = 0$; $p^*(x, y, 0, t)$ находилось из третьего уравнения системы (3.12). На боковых и верхних гранях куба, которые достаточно далеко удалены от фронтов УВ, касательные компоненты скорости равны 0, а для нормальной компоненты — производная по нормали равна 0, давление — $p = p_0 \exp(-z / \Delta)$, температура $T = T_0$. В качестве начальных условий выбиралось решение двумерной за-

дачи с учетом гравитации и противодействия для взрыва в экспоненциальной атмосфере с учетом противодействия до момента времени $t \approx 0.18$ с, когда радиус его фронта достигал величины $R_0 = 300$ м, а перепад давления на нем был $P_\phi/P_a \approx 10$ (в качестве начальных условий для этой задачи использовалось решение задачи о сильном взрыве Л.И. Седова). Далее отсчет велся от этого момента времени, принимаемого за $t_0 = 0.0$ с. Система дифференциальных уравнений аппроксимировалась разностными уравнениями с помощью явной двухшаговой разностной схемы — трехмерного аналога схемы Лакса — Вендроффа [Белоцерковский и др., 2000].

Задача решалась с целью выявления, как ударно-волновые и вихревые структуры взаимодействовали между собой при отражении УВ от плоскости. На рис. 3.9 представлена пространственная картина поверхностей равного давления и двух вертикальных плоскостей сечения с нанесенными на них линиями тока для моментов времени $t = 0.7, 0.8, 1.0$ и 1.5 с. Ясно, что при бесконечном количестве таких вертикальных плоскостей сечения линии тока образовывали топологическую вихревую структуру в виде тора с особыми точками типа фокусов, составляющих центральную осевую линию этого тора, как это было выявлено авторами ранее [Андрущенко и др., 2013а]. Из расположения поверхностей равного давления на рис. 3.9 было видно, что отраженная от подстилающей плоскости УВ к этим моментам времени уже прошла через центральную горячую область взрыва и устремилась вверх вслед за фронтом головной УВ. Кроме того, обнаружился факт, что сформировавшийся вихревой тор являлся весьма устойчивой структурой, сохраняющейся даже при прохождении через него достаточно интенсивной вторичной УВ (см. рис. 3.9).

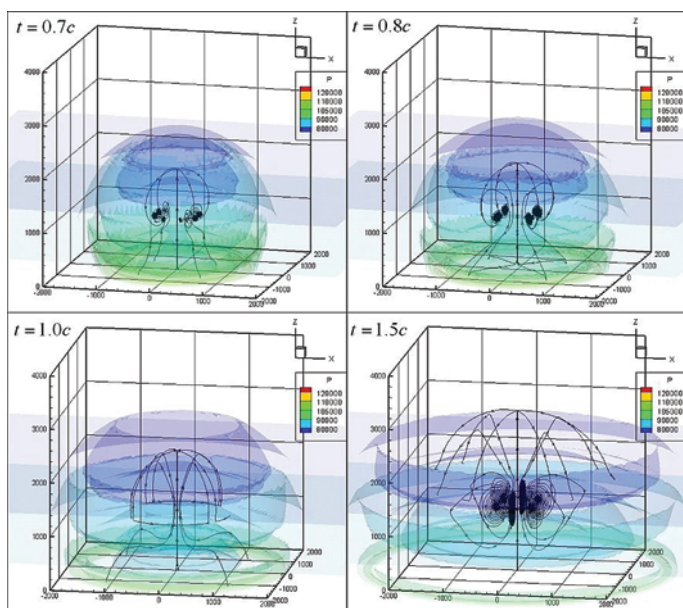


Рис. 3.9. Пространственная картина поверхностей равного давления и линии тока

3.3.4. Изучение множественных взрывов фрагментов метеороида на заключительной стадии его полета

За математическую модель явления выбрана модель, представленная в подразделе 3.3.3, но в отсутствие нижней подстилающей плоскости и, соответственно, с выбором на ней краевых условий как на других границах [Андрущенко и др., 2018; Лукашенко и др., 2019]. Рассмотрен вариант, когда метеороид раздробился на шесть осколков массой $m = 1.17$ т каждый, которые из-за интерференции разошлись, образовав структуру в форме правильного шестиугольника в вертикальном сечении (x, z) со сторонами $L = 130$ м (рис. 3.10), как наиболее интересный случай (в вышеуказанных работах рассматривались случаи также для двух и трех осколков).

В этот момент они затормаживались, и их кинетическая энергия мгновенно полностью переходила в энергию индивидуальных взрывов. Задача сугубо модельная, и такая ее постановка выбрана, так как здесь оптимально проявляются все свойства, присущие множественным взрывам. За начальные условия выбирался момент времени $t = 0.031$ с, когда сферические УВ шести сильных точечных одновременных взрывов энергии $E = mv^2 / 2 = 0.84 \cdot 10^{11}$ каждый [Седов, 1946] приходили в соприкосновение друг с другом на всех сторонах шестиугольника, но еще не проивзаимодействовали. Именно этот момент в постановке задачи принимался за начальный $t = 0.0$ с, значения давления на фронтах УВ при этом были равны $p_\phi = 68$ кПа. Для момента времени $t = 0.169$ с происходила фокусировка шести УВ в центре системы, давление в нем возрастало на порядок ($p_\phi \approx 670$ кПа), и этот процесс мог уже трактоваться как кумулятивный эффект [Андрущенко, Мурашкин, 2016б] (см. рис. 3.11).

На рис. 3.12 приведены картины распределения давления и мгновенных линий тока для шести синхронных взрывов фрагментов метеороида в центральной вертикальной плоскости сечения (x, z) для двух моментов времени $t = 0.23$ с (а); 2 с (б).

На рис. 3.12, а хорошо видны все шесть головных и вторичных фронтов УВ и маховские конфигурации. Во внутренней области во всех шести ее частях, относящихся к каждому индивидуальному взрыву, уже сформир-

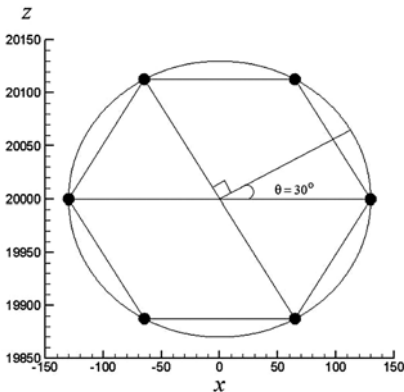
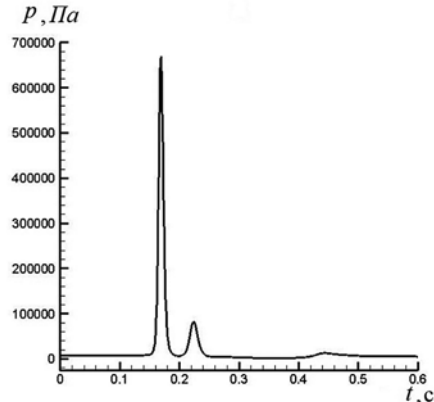


Рис. 3.10. Начальное расположение осколков



3.11. Кумулятивный эффект

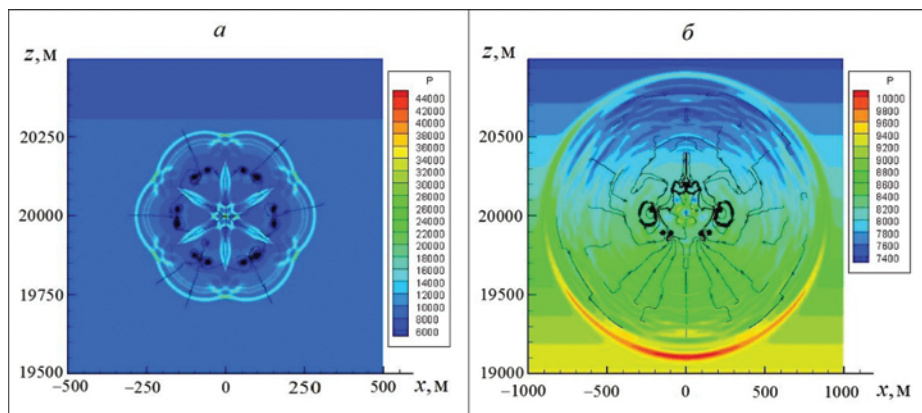


Рис. 3.12. Картины распределения давления и мгновенных линий тока для двух моментов времени $t = 0.23$ с (а); 2 с (б).

ровались вихревые структуры около шести окружностей, состоящих из особых точек типа фокусов. Неоднородность атмосферы для такого малого момента времени еще никак не проявилась, и все картины распределений симметричны относительно центра правильного шестиугольника.

В момент времени $t = 2$ с внешняя конфигурация общего головного фронта стала практически сферической (рис. 3.12, б), и для этого момента времени ударно-волновую фазу множественного взрыва можно было считать законченной (внизу перепад давления на головном фронте УВ $p_f/p_a \approx 1.065$, а вверху — 1.11). Здесь фронт вторичной УВ догнал в верхней части возмущенной области головной фронт, несколько увеличив его интенсивность, а таковой в нижней части следовал за головным цугом (рис. 3.12, б). Полученные конфигурация внешнего фронта и вихревая структура внутри возмущенной области были идентичны таковым для одиночного взрыва на высоте 20 км с суммарной энергией шести взрывов.

3.4. Механизм «парового взрыва» метеороида

Первые попытки ответа на вопрос о физическом механизме взрывоподобных катастрофических явлений, сопровождающих вхождение крупных метеороидов в плотные слои атмосферы и приводящих к появлению масштабных зон разрушения на поверхности Земли, ученые уже предприняли более века назад, после падения Тунгусского тела. Абсолютное большинство предложенных гипотез сводилось к моделям, рассмотренным в предыдущем разделе 3.3, но при таких подходах многие естественно возникающие вопросы оставались без адекватных ответов. Пожалуй, самый известный из них: как объяснить ничтожную массу найденных на земной поверхности метеороидов — фрагментов выпавшего метеороидного тела, обладавшего огромной первоначальной массой при вторжении в атмосферу? Так, например, по итогам исследования последствий падения Челябинского метеороида на колоссальной территории зоны его рассеивания площадью в сотни квадратных километров с привлечением самых современных методов поиска было собрано осколков общим весом в несколько сот кило-

грамм при общей массе вторгнувшегося тела от 6 до 10 тысяч тонн [Челябинский суперболид, 2016].

В работах [Barelko et al., 2013; Барелко и др., 2014, 2015] полагается, что причины взрыва метеороида следует искать в ряду газодетонационных механизмов образования сверхзвукового фронта УВ. Поскольку присутствие в метеороиде традиционных для взрывчатых веществ химических источников взрывного газовыделения в данном случае исключено, представляется вполне обоснованным рассмотрение процесса взрывного объемного вскипания перегретого до нескольких тысяч градусов небесного тела. Другими словами, предлагается обсудить применительно к этому виду природной катастрофы роль «парового взрыва» в качестве фактора, сопровождающего превращение метеороидов (болидов) в плотных слоях атмосферы.

В рамках предлагаемой газопаровой детонационной концепции схема взрыва метеороида представляется следующей. Твердое космическое тело входит с гиперзвуковой скоростью (> 11.2 км/с) в плотные нижние слои атмосферы, в результате на его поверхности образуется горячий пограничный слой, сжатый до колоссальных давлений. Тело перегревается много выше температуры кипения образующего его вещества, и по мере торможения этого тела под воздействием аэродинамических нагрузок и снижения сжимающего его давления мгновенно происходит вскипание его массы. Перешедшее в газопаровое состояние и пока еще сжатое до высоких давлений вещество взрывоподобно распадается, то есть осуществляется «объемный паровой взрыв» — процесс, происходящий в результате самоперемешивания за ультракороткий промежуток времени этой горячей субстанции с окружающим ее холодным объемом атмосферного газа и формирующий интенсивную УВ, приводящую к катастрофическим последствиям.

В пользу предлагаемой гипотезы свидетельствует малая масса найденных метеоритов — осколков выпавшего метеороида. УВ рассеивает газопаровое облако вещества взорвавшегося в атмосфере метеороида на территории очень большой площади на поверхности Земли, именно поэтому не удастся собрать сколько-нибудь значительного объема продуктов его превращения.

К большому сожалению, теории, объясняющей явление парового взрыва, на настоящее время еще не существует, также не построены математические модели такого взрыва [Барелко и др., 2015]. Поэтому естественно возникает необходимость поиска объектов для экспериментального изучения этой проблемы. Полагается, что лабораторной моделью, имитирующей взрыв метеорного тела (болида), может служить явление так называемых «взрывающихся проволочек» [Барелко и др., 2014]. Если через очень тонкую металлическую проволочку диаметром 0.1–1 мм, помещенную в реактор, пропустить очень короткий импульс электрического тока большой плотности в 10^{-4} – 10^{-6} А · мм², то почти мгновенно — за 10^{-7} – 10^{-5} с — она перегревается выше температуры кипения своего материала, и, взрываясь, объемно сублимирует, разбрасывая по всему пространству и стенкам реактора наночастицы металла со сверхзвуковыми скоростями. Инициированный электрический взрыв сопровождается образованием и распространением сверхинтенсивной УВ с давлением на ее фронте до нескольких тысяч атмосфер; такой взрыв обеспечивается сверхбыстрым нагревом проволочного элемента в 10^{-7} К · с⁻¹ до температур больших, чем 10^4 К.

Естественно, протекание процесса взрыва массивного метеороида значительно сложнее, чем проволочного элемента. Но при определенных значениях кинематических параметров перегрев метеороида, пусть и локальный, может привести к образованию в ограниченном по толщине сферическом слое газопаровой фазы вещества сверхвысокого давления, которое и «сдетонирует», причем этот процесс может протекать последовательно в виде повторяющихся взрывных актов. Так, последовательность из трех таких взрывных актов предшествовала прекращению существования Челябинского болида, последняя из зафиксированных вспышек перед исчезновением объекта произошла на высоте примерно 10–20 км.

Развиваемая концепция чрезвычайно важна, так как такие представления о паровом взрыве можно привлечь с единых позиций к объяснению механизмов широкого круга как техногенных, так и природных катастроф. И, следовательно, вновь следует вернуться к выбору в качестве лабораторного объекта, необходимого для формирования важных основ явления «парового взрыва», к «взрывающейся проволочке». Эта модель позволит определить многие важные физические параметры, присущие явлению «парового взрыва», такие как: критические величины длительности импульса разряда, необходимого темпа нагрева объекта и величины закачанной в него тепловой энергии. Также она позволит определить необходимое для реализации взрыва значение критической величины перегрева объекта сверх температуры кипения, измерить динамические характеристики взрыва, выявить механизмы инициирования, зарегистрировать скорости распространения волны вскипания перегретой массой вещества и время действия взрыва. Использование этой модели, кроме того, позволит выявить параметры процесса акустической эмиссии и измерить поле давлений в УВ. И наконец, эти вышеперечисленные экспериментальные подходы смогут подтвердить молекулярное диспергирование объекта (или его части) в процессе взрыва, то есть его сублимационный механизм. Полученные же результаты эксперимента станут базисом для построения основ термогазодинамической теории этого механизма.

Следует также отметить, что паровой взрыв относится к тем нелинейным явлениям, физические основы которых строятся с привлечением феноменологии процессов горения, взрыва и детонации. В частности, обозначенные подходы могут быть использованы для описания процессов взрывоподобного распада метастабильных состояний вещества в физике твердого тела в космохимии (механизмы сверхбыстрых химических превращений при температурах вблизи абсолютного нуля), в геотектонике (землетрясения как следствие взрывных полиморфных превращений в земной коре).

Таким образом, вероятно, именно паровые взрывы, обусловленные различными причинами, приводят ко многим природным катастрофам с разрушительными последствиями. Предсказание и, по-видимому, предотвращение явлений такого рода в будущем должно стать одной из задач исследования проблемы АКО, а также мониторинга потенциально опасных природных объектов различного происхождения. А для этого необходимо развивать теоретические представления о природе паровых взрывов, создавать модели процессов, протекающих в реальных условиях, с их возможной апробацией, максимально приближенной к реальности [Барелко и др., 2015].

ГЛАВА 4. ЭКСПЛОЗИВНЫЕ ВЗРЫВОПОДОБНЫЕ ИЗВЕРЖЕНИЯ ВУЛКАНОВ

4.1. Земной вулканизм

В монографии наряду со взрывами метеороидов в атмосфере и на поверхности Земли рассматриваются извержения вулканов, поскольку только эти два вида природных явлений в самых своих катастрофических проявлениях могут привести к гибели человечества. Во всяком случае, имеются научные свидетельства того, что и при падении гигантского астероида, и при извержении супервулкана миллионы лет назад уничтожалась более чем на 90% земная биота. Нами же эти виды природных явлений рассматриваются не в таких значительных энергоемких проявлениях, но тем не менее приводящих или могущих привести к значительным стихийным бедствиям.

4.1.1. Проявления вулканизма

Проявления вулканизма на Земле — это совокупность чрезвычайно сложных физико-химических процессов, оказывающих многоплановое воздействие на окружающую среду как в плане долговременных изменений геологических, географических и климатических характеристик нашей планеты, так и в плане кратковременных изменений таковых. Причем эти изменения могут быть глобальными, региональными и локальными [Будыго и др., 1986; Асатуров и др., 1986; Encyclopedia ..., 2000].

Понятие «вулканическая активность» охватывает все явления, связанные с подъемом нагретых субстанций из глубин Земли на поверхность в трех состояниях:

- жидком, в виде раскаленной лавы, образованной вытекающей из канала вулкана или из щелей склона магмы;
- твердом, в виде пепла, грязи и обломков горных пород, выброшенных из жерла;
- газообразном, в виде горячего газа (обычно двуокиси серы из земной коры) и паров воды, выделяющихся из кратера в атмосферу в двух режимах: непрерывном — струйном и импульсивном — залповом.

Чаще всего извержения носят комбинированный характер, когда изливание лавы и выброс твердой и газообразной субстанций взаимно чередуются [Encyclopedia ..., 2000].

Вулканические извержения относятся к самым опасным и энергоемким видам природных катастроф. Вулканы воздействуют на природную среду и население несколькими способами:

- прямым воздействием на окружающую среду извергающихся вулканических продуктов (лавы, туфов, пеплов и т. п.) [Асатуров и др., 1986];
- воздействием газов и тонких пеплов на атмосферу и тем самым на климат [Будыго и др., 1986; Encyclopedia ..., 2000];

- воздействием тепла продуктов вулканизма на лед и снег, покрывающие вершины достаточно высоких вулканов, что приводит к катастрофическим селям, наводнениям, лавинам [Лаверов и др., 2005];
- землетрясениями, часто сопровождающимися вулканические извержения [Лаверов и др., 2005], цунами [Левин, Носов, 2005] и т. п.

Особенно долговременны и глобальны воздействия вулканического вещества на изменения климата Земли. При катастрофических извержениях выбросы вулканической пыли и газов, сублимирующих частички серы и других летучих компонентов, которые могут достигать стратосферы, распространяться в ней, экранируя солнечную радиацию над чрезвычайно обширными участками земной поверхности в радиусе сотен километров вокруг образовавшейся вместо жерла вулкана кальдеры и даже в отдельных случаях над всей поверхностью Земли, и этим вызывать катастрофические изменения климата [Будыго и др., 1986; Асатуров и др., 1986; Лаверов и др., 2005]. Такие извержения, часто имеющие эксплозивный характер, приводят к природному феномену так называемой «ядерной зимы» [Rampino, Self, 1992]. Природная модель на примере извержения вулканов [Лаверов и др., 2005; Rampino, Self, 1992] показывает, что последствия таких извержений действительно соответствуют в экологическом плане разработанной теоретической модели последствий «ядерной зимы» [Александров, Стенчиков, 1984]. Кроме того, специально проведенные биохимиками исследования взаимодействия сернистого газа, образовавшегося в результате сублимации выброшенных на большую высоты (примерно на 25 км) частиц серы, с озоновым слоем, защищающем все живое на Земле от губительного ультрафиолетового излучения Солнца, показало, что он приводит к истончению этого слоя [Encyclopedia ..., 2000]. Это объясняет явление возникновения дыр в защитном озоновом слое, то есть его частичного уничтожения, что наблюдалось, например, при извержении вулкана Пинатубо на Филиппинах в 1991 г. [Encyclopedia ..., 2000].

Ввиду довольно широкой географической распространенности вулканов они непосредственно угрожают одной десятой численности населения Земли, а основная причина опасности извержений заключается в их непредсказуемости и, следовательно, неожиданности их проявлений для живущего вблизи вулкана населения. Так, по статистике ЮНЕСКО, за последние 500 лет от вулканических извержений и их последствий погибло более двести тысяч человек и был нанесен колоссальный материальный ущерб [Encyclopedia ..., 2000].

На суше вулканы расположены в зонах с высокой тектонической активностью, именно в них происходят самые разрушительные катаклизмы. Самая большая зона находится в так называемом Тихоокеанском огненном поясе, в ней насчитывается около 530 вулканов. К этому поясу относятся и вулканы на территории России — на Камчатке и Курильских островах. Здесь их около 170, среди них можно выделить самые крупные и опасные: Безымянный, Ключевская сопка, Шивелуч и др. [Лаверов и др., 2005].

Другая вулканически активная область, представляющая собой кольцо, включает в себя Средиземноморье, Кавказ, Закавказье, Иран и Индонезию.

Особенно много вулканов, более 60, находится в Индонезии (Зондский архипелаг), из них около 40 действующие [Encyclopedia ..., 2000; Влодавец, 1973; Rittman, 1981]. В Средиземноморье самым активным на настоящее время является Этна [Encyclopedia..., 2000].

Третья по величине вулканическая зона — это полоса, расположенная вдоль Атлантического океана, которая насчитывает до 70 вулканов. Большинство из них находятся в Исландии и у ее побережья [Encyclopedia ..., 2000].

Четвертой, относительно небольшой, вулканической зоной является Восточная Африка, включающая сорок вулканов (16 из них действующие) [Encyclopedia ..., 2000].

Вне этих областей вулканов на материках практически нет, но огромное количество вулканических образований находится на дне всех четырех океанов.

Что касается опасных проявлений подводного вулканизма, то здесь следует упомянуть два обстоятельства: первое, самое значимое и важное, — это недавнее обнаружение в феврале 2018 г. у юго-западного побережья Японии в Восточно-Китайском море (в котловине Титай) подводного лавового купола диаметром 10 км и высотой 600 м [Tatsumi et al., 2018], причем постоянно растущего, что является признаком его вероятного взрыва в ближайшие десятилетия с выбросом скопившегося под ним объема вулканической магмы в 30–40 км³, что в полтора-два раза превышает ее объем при катастрофическом взрыве 1883 г. вулкана Кракатау в Индонезии, унесшего жизни около 40 тысяч человек. Из-за близости к ожидаемому месту взрыва территории Японии с большой плотностью населения число возможных жертв в случае катаклизма может исчисляться миллионами. А принимая во внимание статистические данные о том, что катастрофические вулканические извержения, подобные Тамборе (1815 г.) и Кракатау (1883 г.), происходят в среднем раз в столетие [Добрецов, 2018], это событие назревает. Второе проявление, не столь катастрофическое, но важное для всего человечества, связано с участвовавшими в последние годы утверждениями многих авторитетных специалистов, что причиной увеличения концентрации углекислого газа в атмосфере Земли и проявившегося из-за этого глобального потепления является не производственная деятельность человечества (антропогенный фактор), а возросшая за последние несколько столетий активность подводных вулканов (эндогенный фактор) [Хлыстов, Клиге, 2018; Жигалин и др., 2018].

4.1.2. Простейшие схемы вулкана и процесса его извержения

Что же представляет собой вулкан? Это обычно некоторое возвышение над окружающей местностью (холм, гора), сложенное вулканическим материалом и связанное подводным каналом с очагом магмы, расположенным на глубинах от нескольких десятков до нескольких сот метров под земной поверхностью, в котором по тем или иным причинам горные породы расплавились и остались в этом состоянии. Под тектоническими нарушениями магматический очаг может быть связан с земной поверхнос-

тью, магма устремляется наверх по этим нарушениям, и давление в очаге уменьшается, в результате чего в нем выделяются водяные пары и газы. Эти выделения расширяются; и если на их пути встречается преграда в виде некоторой «заслонки», то они, разрушая ее, взрывоподобно высвобождаются. Это и является простейшей схемой извержения вулкана, или так называемой эксплозией. В ходе этого процесса на земную поверхность выводится и магма, которая в случае быстрого охлаждения превращается в шлак, выбрасываемый вместе с газами в виде столба. Взрыв разрывает магматическую лаву и окружающие горные породы, и весь этот материал выбрасывается в атмосферу в виде тефры (или вулканических туфов). Лава и туфы нагромождаются в окрестности канала извержения, наращивая первоначальное возвышение в высоту и в ширину. Так формируется постройка вулкана с кратером на его вершине, имеющим обычно форму воронки, узкая нижняя часть которой соединена с жерлом, ведущим к магматическому очагу. Далее описанный процесс может повториться: жерло вулкана закупоривается застывшей лавой, образуя купол, из глубины же поступает новая порция магмы, и содержащиеся в ней пары воды и газы, пробивая себе путь наверх, взрывоподобно разрушают этот купол — так происходит новое извержение.

В действительности процесс извержения вулкана намного более сложен и разнообразен — его трудно описать в рамках единой схемы. Подробно, на хорошем научном уровне, со структурным строением вулканов, с механизмом вулканических извержений и его различными режимами можно ознакомиться в работах [Слезин, 1998; Encyclopedia ..., 2000; Бармин, Мельник, 2002]. Нами же ниже, в соответствии с названием монографии, рассматриваются только взрывоподобные режимы извержения вулканов (интенсивные эксплозии).

4.2. Взрывоподобные извержения континентальных вулканов

4.2.1. Аналитическая модель сильного взрыва вулкана

В [Myagkov, 1998; Белоцерковский и др., 2000] приведена аналитическая модель сильного взрыва вулкана, имитирующая интенсивное кальдерообразующее извержение вулканической смеси пепла и газа. Предполагалось, что модель описывала точечный взрыв энергии E_0 , инициирующий сильную УВ, причем структура взрывной области состояла из самой УВ, облака вулканической смеси, следующей за ней, и источника массы (извергающего эту смесь) в центре. При этом модель рассматривалась в приближении, предложенном Г.Г. Черным, когда почти вся масса воздуха и смеси, сжатых УВ, концентрировалась в тонком слое у фронта УВ, в котором газодинамические функции были постоянны и равны их значениям на фронте u_f и P_f . Также предполагалось, что давление P_c внутри области, ограниченной этим слоем, и в облаке (через контактную поверхность воздух — облако) постоянно. Тогда уравнения, описывающие процесс эксплозии, таковы:

$$d(Mu_f) / dt = 4\pi R^2 P_c, \quad M = 4 / 3\pi R^3 \rho_0,$$

$$4 / 3\pi (R^3 - r_s^3) P_c / (\gamma - 1) + Mu_f^2 / 2 = E_0 + \int_0^t P_c \cdot 4\pi r_s^2 r_s dt, \quad (4.1)$$

$$u_f = 2R / (\gamma + 1), \quad \rho_c = P_c / nAT,$$

где t — время; $R(t)$, $r_s(t)$ — радиусы фронта УВ и контактной поверхности; γ , ρ_0 — показатель адиабаты и плотность невозмущенного воздуха; T — температура магмы в магматической камере; n — общая массовая доля летучей фракции; A — газовая постоянная.

Система (4.1) дополнялась уравнением для источника массы:

$$dm / dt = Q(t), \quad m = 4 / 3\pi r_s^3 \rho_c, \quad (4.2)$$

где $Q(t) > 0$ — поток массы из жерла. Система уравнений (4.1)–(4.2) замкнута, если $Q(t)$ известно. Из нее определялось давление на фронте УВ:

$$P_f = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 R^2 = \left(\frac{81(9\gamma - 4) \sqrt{2(\gamma + 1)} \rho_0}{200\pi(8\gamma - 1)} nATQ_m \right)^{2/3} R^{-4/3}. \quad (4.3)$$

Последнее выражение получалось при постоянном потоке массы из жерла Q_m , когда второй член в правой части закона сохранения энергии в системе (4.1) намного больше первого, что реализуется при $t > 9(\gamma - 1)E_0 / (\gamma nATQ_m)$. Видно, что в этом случае давление на фронте УВ как функция расстояния падало слабее ($R_f \sim R^{-4/3}$), чем для сильного точечного взрыва, моделировавшего ядерный взрыв ($R_f \sim R^{-3}$) [Седов, 1946]. Приняв кинетику извержения массы в виде:

$$m(t) = \begin{cases} Q_m \cdot t, & 0 < t < t_s \\ m_s, & t \geq t_s \end{cases},$$

где $m_s = Q_m \cdot t_s$ — общая масса, выброшенная в течение взрывной фазы извержения, далее, с использованием (4.3), закона сохранения энергии из (4.1) и еще некоторых упрощающих предположений, было получено, что эффективную энергию, переданную воздушной УВ, можно было оценить как:

$$E_{eff} = E_0 + (9\gamma - 4) / 5(\gamma - 1) nATm_s. \quad (4.4)$$

Действие УВ, определенное через анализ разрушений, позволяло приблизительно восстановить величину эффективной энергии E_{eff} . Тогда, зная E_{eff} и предполагая, что E_0 в правой части выражения (4.4) мала по сравнению со вторым членом, можно было оценить массу, выброшенную в течение взрывной фазы:

$$m_s \approx 5(\gamma - 1) / (9\gamma - 4) E_{eff} / nAT. \quad (4.5)$$

Оценка (4.5) справедлива, если длительность взрывной фазы извержения меньше (или равна) характерного времени затухания УВ.

Если в (4.5) подставить определенную по разрушениям в результате катастрофического извержения вулкана Кракатау в 1883 г. величину эффек-

тивной энергии $E_{eff} \approx 420$ Мт ТНТ и положить $\gamma = 1.4$, $n = 0.05$, $T = 1000$ К, то полученная оценка выброшенной массы ингредиентов при извержении окажется равной $m_s \approx 1.77 \cdot 10^{13}$ кг (или ≈ 7.08 км³ эквивалента плотной горной породы). Общий же объем отложений после извержения Кракатау, согласно [Rampino, Self, 1982], грубо оценен в 9–10 км³ эквивалента плотной горной породы. Полученная здесь оценка отвечает, по-видимому, наиболее сильному взрыву (а их было несколько) в ходе извержения Кракатау.

4.2.2. Численная модель сильного взрыва вулкана с учетом продуктов выброса в приближениях пассивной примеси и дискретных представителей

Вулканические взрывы, имеющие характер глобальных катастроф, явления достаточно редкие, так взрыв типа взрыва вулкана Кракатау (Индонезия, 1883 г., с характеристиками: энергия — 100–1000 Мт; объем вещества, выброшенного в атмосферу, — 18 км³; высота пепло-аэрозольной колонны — 70–80 км) повторяется раз в 100 лет. Однако последствия таких извержений настолько значительны [Адушкин и др., 2008; Андрущенко и др., 2012], что естественно представляла интерес попытка ретроспективной воспроизведения хотя бы их газодинамической стадии с приближительной оценкой начальных параметров.

Такая задача по моделированию взрыва вулкана Кракатау исследовалась численно в предельно упрощенной осесимметричной постановке [Козлов и др., 1994]. В начальный момент времени вся энергия взрыва была заключена во внутренней энергии газа $E_0 = 374$ Мт, занимавшего полусферический объем радиуса $R_0 = 4800$ м, примыкавший к земной поверхности и имевший начальные температуру $T_0 = 1700$ К и давление $p_0 = 420$ атм, согласно оценке энергии, приведенной в работе [Rampino, Self, 1982].

Распространение фронта УВ вулканического взрыва происходило следующим образом. При $t = 30$ с радиус фронта был равен по всем направлениям ~ 30 км. При $t = 90$ с радиус фронта по оси z достиг величины $z_\phi \approx 90$ км, по оси r — $r_\phi \approx 50$ км, а давление на нем на земной поверхности составляло $p(r_\phi) \approx 1.2$ атм. При $t = 210$ с — $z_\phi \approx 400$ км, $r_\phi \approx 80$ км, а $p(r_\phi) \approx 1.15$ атм. При $t = 300$ с — $z_\phi \approx 600$ км, $r_\phi \approx 120$ км, а $p(r_\phi) < 1.1$ атм. Согласно наблюдениям [Rampino, Self, 1982] на расстоянии ~ 100 миль (~ 60 км) от места взрыва были выбиты стекла, для чего, как известно, требуется избыточное давление ~ 0.07 атм [Baker et al., 1983], таким образом результаты расчета подтвердились наблюдениями, что стало свидетельством удачного выбора в постановке задачи начальной энергии E_0 взрыва вулкана.

Для визуализации распространения продуктов выброса вулкана в начале расчета они окружались маркерами, которые в ходе развития процесса переносились потоком газа [Козлов и др., 1994]. Пространственно-временная эволюция облака частиц выброса для четырех моментов времени представлена на рис. 4.1.

К моменту $t = 30$ с уже произошел отрыв облака взрыва — термика — от поверхности и начиналось его заметное всплывание в атмосфере (см. конфигурацию 1 на рис. 4.1). При $t = 90$ с верхняя кромка облака продуктов

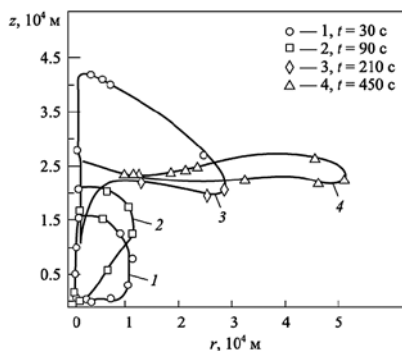


Рис. 4.1. Пространственно-временная эволюция облака частиц выброса

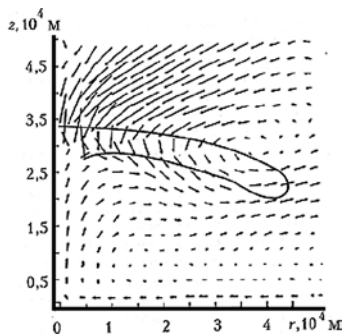


Рис. 4.2. Векторное поле скоростей в окрестности пылевого облака

выброса достигла высоты 20 км, а при 70–75 с она пересекла тропопаузу и проникла в стратосферу. При $t = 210$ с уже все облако оказалось в стратосфере, а его верхняя граница достигла почти 40 км. Уже к моменту времени $t = 200$ с на высоте примерно 100 км течение газа перестроилось — возник интенсивный поток воздушных масс, поднятых взрывом, в направлении к земной поверхности. Этот процесс привел уже при $t = 450$ с к опусканию пылевого облака до высоты примерно 30 км, что также совпадало с наблюдавшейся свидетелями высотой выброса в 18 миль [Rampino, Self, 1982] (см. конфигурацию 4 на рис. 4.1). Векторное поле скоростей в окрестности пылевого облака и его контур приведены на рис. 4.2 ($t = 360$ с).

Течение эволюционировало следующим образом. На ранней стадии взрыва огромные массы плотного горячего воздуха за фронтом УВ выбрасывались на большую высоту, где они расширились и сильно охладжались. В дальнейшем воздух под действием силы тяжести начинал стремительно опускаться вниз, развивая при этом скорости порядка километра в секунду, и наталкивался на малоподвижные нижние более плотные слои воздуха. Падавшие массы воздуха отражались от них с образованием интенсивной УВ, которая, распространяясь вверх, прогревала уже охлажденные верхние слои воздуха. Такое колебательное движение повторялось несколько раз с уменьшающейся из-за диссипации амплитудой колебания и в итоге затухало.

В работе [Кудряшов и др., 2002] подобная задача рассматривалась в более сложной постановке. В приближении двумерной динамики монодисперсной бесстолкновительной газозвеси моделировалась начальная стадия взрывного извержения вулкана, в результате которой короткий взрывной импульс разрушал купол и генерировал интенсивную УВ, распространяющуюся в атмосфере, а вслед за ней из очага извержения подымался газопылевой столб.

Взрыв вулкана рассматривался в приближении мгновенного разрушения перегородки (купола), отделявшей нагретую до температуры магмы газозвесь $T_1^0 = 1400$ К с плотностью $\rho_1^0 = 50$ кг/м³ [Wood, Bower, 1995], находившуюся в цилиндрическом жерле (радиуса $r_0 = 300$ м и глубиной $D = 6$ км), от невозмущенной атмосферы. Таким образом, фактически

решалась задача о распаде разрыва, который генерировал УВ давления, распространяющуюся по невозмущенной атмосфере, и риманову волну разрежения, опускающуюся вглубь вулканического жерла. Размер частиц, которые подхватывались смесью газов при истечении в атмосферу, выбирался менее 1 мм [Wood, Bower, 1995]. Более подробно постановка задачи приведена в [Кудряшов и др., 2002].

Расчеты распределения скоростей и давления показали, что при $t = 60$ с после взрывного извержения фронт УВ имел форму, близкую к полусферической, и в направлении по вертикальной оси z достиг высоты порядка 20 км. Распределения давления p возмущенной области на земной поверхности ($z = 0$), а также огибающие их амплитуд для нескольких моментов времени при двух начальных значениях объемной концентрации пыли α_1 и α_2 показаны на рис. 4.3, *а*. На рис. 4.3, *б* представлены те же распределения и их огибающие при варьировании величиной начальной плотности газа в жерле ρ_1^0 (для всех графиков p в атм, r в км).

Результаты расчетов в рамках предложенной модели показали, что на начальной стадии извержения истечение газов из жерла-канала происходило со сверхзвуковой скоростью (при приведенных выше начальных условиях скорость истечения превышала скорость звука более чем втрое), а в ходе развития течения газовзвеси в ней образовывались вихри.

Процесс роста пылевого облака, возникшего в ходе извержения, изображен на рис. 4.4, *а-в* для трех моментов времени, на нем насыщенность цвета пропорциональна логарифму объемной концентрации пыли [Кудряшов и др., 2002].

Рост центрального газопылевого столба продолжался несколько минут, после чего начиналось оседание пыли. Проведенные расчеты показали, что более 90% пыли, выброшенной взрывом в атмосферу, попали в страто-

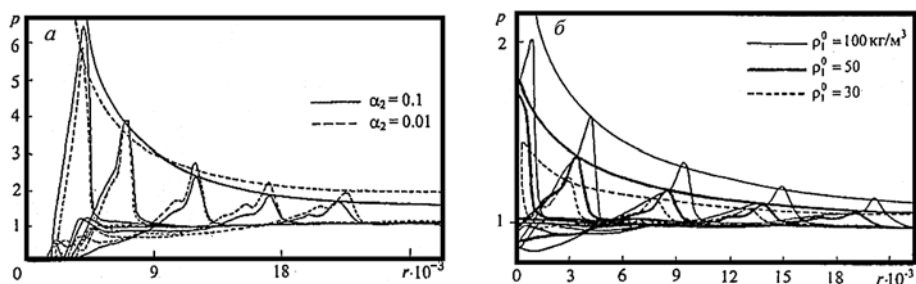


Рис. 4.3. Распределение давления возмущенной области на земной поверхности и огибающие их амплитуд

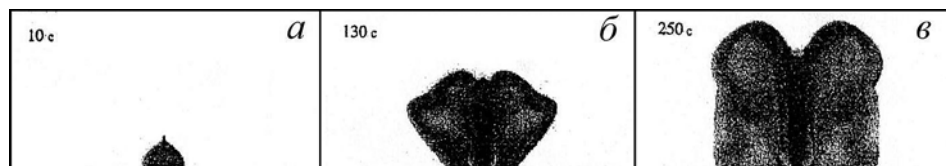


Рис. 4.4. Рост пылевого облака

сферу. При приведенных выше размерах жерла и начальной концентрации пыли $\alpha_2 = 0.01$ масса пыли, выброшенной взрывом в атмосферу, составила около 4. В отсутствие ветра на расстоянии 4–5 км от эпицентра слой выброшенной при взрыве пыли на земной поверхности составлял 20–25 см, а на расстоянии 8–10 км только 1–2 см. Расчет вертикального распределения объемной концентрации пыли в атмосфере при $t = 60$ с для различных значений начальной плотности газа в жерле вулкана показал, что пыль, первоначально равномерно распределенная по высоте жерла, формировала своеобразный «снаряд» с концентрацией, близкой к исходной; это скопление пыли поднималось далее до максимальной высоты как единое целое. Большая часть пыли, выброшенной в стратосферу, попадала туда на начальной стадии извержения под действием течения, возникшего в результате распада разрыва (как бы «прорыва» купола). Скорость же оседания выброшенной пыли достигала значений порядка 10 м/с.

При применении формулы для оценки взрыва вулкана по УВ, возникшей в предложенной модели начальной стадии извержения, получилось, что при рассмотренных начальных условиях взрыв вулкана был эквивалентен ядерному взрыву с энергией $E \approx 400$ Мт ТНТ (величина, близкая по порядку оценки взрыва вулкана Кракатау в 1883 г. [Rampino, Self, 1982]).

В работе [Козлов и др., 1999] исследовалась эволюция вулканического взрыва с учетом переноса и оседания частиц выброса различного диаметра (15 дискретных размеров — от 0.27 мкм до 1.5 мм) в атмосфере в трехмерной постановке в приближении, основанном на раздельном описании процесса переноса частиц и процесса развития области, возмущенной газодинамическим движением. Предполагалось, что первоначально вся энергия вулканического взрыва заключена в тепловой энергии газа температурой 1700 К, находившегося в полусферической области с радиусами R_0 (1, 10 и 50 км) и с величинами энерговыделения в полусфере E_0 (800 кт, 800 Мт и 100 Гт). В ходе численного эксперимента исследовалась зависимость формирования и переноса пылевого облака в стандартной атмосфере от величины энерговыделения (расчеты для каждого из трех вариантов проводились до 30 мин реального времени). Ниже приведены некоторые данные по эволюции пылевого облака для варианта $R_0 = 10$ км, $E_0 = 800$ Мт. Первичный рост и формирование облака завершились к $t = 1$ мин, при этом верхняя кромка облака достигла высоты $z_{oo} \approx 13$ км и его радиус увеличился до $r_{oo} \approx 13$ км. Далее, при $t = 1.7$ мин: $z_{oo} \approx 25$ км, $r_{oo} \approx 15$ км; при $t = 3.7$ мин: $z_{oo} \approx 55$ км, $r_{oo} \approx 31$ км. С течением времени всплывавшая горячая область — термик — стала остывать, вертикальные компоненты скорости газодинамического течения, увлекавшие частицы, уменьшились, и последние под действием гравитации начали оседать в атмосфере, сконцентрировавшись вблизи нижней кромки границы, которая в целом тоже стала опускаться. На более поздней стадии процесс аккреции усилился, и к моменту $t \approx 18$ мин наиболее крупные частицы пыли начали интенсивно выпадать на земную поверхность. Это проиллюстрировано на рис. 4.5, на котором показана временная зависимость высот нижней (1) и верхней (2) границ облака пыли.

Таким образом, в поздние моменты времени пылевое облако состояло в основном из частиц пыли малых размеров, при этом наблюдалась сепарация

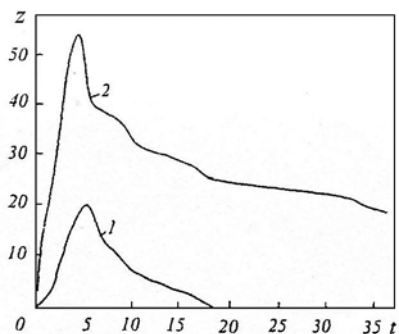


Рис. 4.5. Временная зависимость высот нижней (1) и верхней (2) границ облака пыли

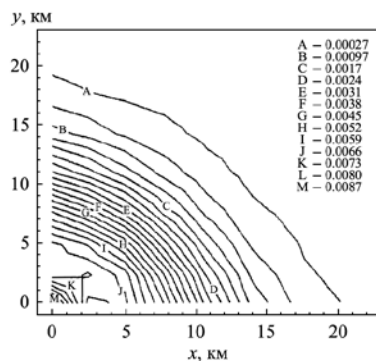


Рис. 4.6. Распределение выпавшей массы пыли на земную поверхность

рация по высоте частиц пыли различных диаметров. Так, например, при $t = 35.2$ мин частицы пыли размером от 0.27 до 68 мкм оставались на высоте более 15 км (т. е. в стратосфере), а группа частиц размером 1.5 мм уже полностью выпала на земную поверхность. Распределение выпавшей массы пыли на земную поверхность при $t = 35.2$ мин представлено на рис. 4.6 (процент ее выпавшей массы составил 13.5%. Относительные доли массы пыли (нормированные на суммарную массу выпавшей пыли) на единицу площади приведены в правой верхней части рис. 4.6.

Расчеты показали, что при $t = 30$ мин площадь выпадения пыли более чем в два раза превысила размер области исходного выброса, но при этом ее основная масса осела в зоне взрыва.

В работе [Шувалов, Трубецкая, 2004] был проведен обзор наблюдательных данных и приведены некоторые результаты численного моделирования сверхмощного извержения вулкана Тамборы в 1815 г. как для начальной (взрывной), так и для поздней (распространение пирокластических потоков) стадий.

В работе [Косарев, 2010] исследовалась нестационарная многокомпонентная модель мощного извержения гипотетического вулкана в субтропических условиях при учете следующих компонент в его выбросе: пепловые (силикатные частицы), водяной пар и вулканические газы. Результаты расчетов показали, что процессы, контролировавшие эволюцию воды в вулканическом плюме, оказывали значительное влияние на ход микрофизических процессов, а также на развитие плюма как целого и на процесс оседания частиц.

Нами исследовались относительно слабые взрывные извержения [Андрущенко и др., 1985; Андрущенко, 1989, 1993; Белоцерковский и др., 2000] на примере извержений вулкана Карымский [Фирстов и др., 1978] и других вулканов Камчатки. В частности, нами изучались особенности процесса подъема плюмов извержений вулканов в поле горизонтального ветра [Андрущенко, 1993; Белоцерковский и др., 2000]. (Аналогичная задача, но в значительно более сложной постановке с учетом газопепловой смеси в эруптивной колонне извержения исландского вулкана Эйяфьятлайокудль в 2010 г. рассматривалась в работе [Хазинс, Шувалов, 2013]).

Кроме того, нами исследовались процессы подъема пар плюмов-облаков, выброшенных последовательно из жерла вулкана, и были выявлены особенности их движения — верхний двигался по закону для одиночного термика $h \sim t^{1/2}$, а нижний, поднимавшийся в спутном потоке верхнего, всплывал по закону $h \sim t^2$. После слияния объединенное облако поднималось по закону одиночного термика $h \sim t^{1/2}$ [Андрущенко и др., 1985; Белоцерковский и др., 2000].

4.3. Взрывоподобные извержения подводных вулканов

4.3.1. Разрушение лавового купола подводного вулкана как стадия подготовки извержения

Подводные вулканы отличаются от континентальных двумя особенностями. Первая — давление верхнего слоя воды, которое влияет на температуру ее испарения и прочность лавового купола. Эта особенность характерна для глубоководных вулканов, полностью погруженных в океан. Вторая особенность — возможность непосредственного контакта горячей магмы с холодной водой, что может привести к фреатомагматическому взрыву. Наиболее известным из подводных вулканов, проявивших себя за последние 150 лет, является вулкан Кракатуа (1883 год, Зондский пролив). В результате обрушения кальдеры обнажилось жерло вулкана и стало возможным взаимодействие расплава магмы с холодной водой, что в конечном итоге привело к фреатомагматическому взрыву и последующему мощному извержению. Извержение Кракатуа вызвало образование смертоносного цунами, унесшего жизни 36000 человек [Андрущенко и др., 2012].

Фреатомагматические взрывы происходят не только при подводных океанических извержениях, но и в случае разрушения «пробки», которая служит дном вулканического озера. Наиболее значительным извержением подводного вулкана такого типа за последние десятилетия считается извержение в Карымском озере (Камчатка) в 1996 г. [Федотов, 1997].

Лавовый купол можно рассматривать в качестве мембраны, разделяющей области высокого и низкого давлений в задаче о распаде произвольного разрыва [Рахматулин и др., 2008]. В результате разрушения мембраны (лавового купола), вниз, по сжатой высокой давлением (от 40–60 МПа в магматическом очаге до 4–15 МПа в устье жерла вулкана [Слезин, 1998]) магме, распространяется волна разгрузки, приводящая к появлению зоны декомпрессии, а вверх, в окружающую среду, распространяется ударная волна. Как и в случае фреатомагматического взрыва, появление зоны декомпрессии приводит к фрагментации магмы и последующему мощному взрывному извержению [Алидибиров, 1987]. Расчеты показывают, что ни фреатомагматический взрыв, ни распад произвольного разрыва сами по себе не обладают достаточной энергией, чтобы произвести прорыв продуктами взрывного извержения вулкана верхнего слоя воды и вызвать разрушительную волну цунами. Но они могут служить механизмами запуска процесса взрывного извержения вулкана при разрушении лавового купола.

Для целей математического моделирования процесса течения магмы в жерле вулкана важным является вопрос о его размере и форме. Эти данные базируются на измерениях выходных отверстий кратеров и лавовых трещин. Здесь принимается форма канала, близкая к классическому описанию кимберлитовой трубки, сделанному Г. Клоосом в 1921 г., при котором сечение канала изометрической формы уменьшается с глубиной и переходит через проем между литосферными плитами или трещину на дне океана в магматический очаг (см. рис. 4.7).

Сравнительно недавно на дне океанов были обнаружены протяженные лавовые купола, образованные в результате экструзивного истечения магмы через трещину на дне океана или через проем между литосферными плитами. Так, например, при Суматранско-Андаманском землетрясении 2004 г. максимальное смещение плит достигало 20 м, а длина начальной части разрыва составляла 500 км. Значения критических напряжений, возникающих в протяженных лавовых куполах, имеющих осевую симметрию, отличаются от аналогичных значений в случае сферической симметрии (см. рис. 4.7). Количественно вид симметрии влияет на значения критических напряжений, рассчитываемых по предлагаемой ниже методике, но качественно картина при этом не изменяется. Поэтому полученные ниже результаты могут быть отнесены и к случаю протяженных лавовых куполов.

В работе методом линейной теории упругости проводятся исследования вклада неоднородного температурного поля и внешнего давления со стороны горячей магмы и верхнего слоя холодной воды в разрушение лавового купола [Андрущенко и др., 2019б]. Для хрупких горных пород с неоднородной структурой, таких как базальт, в испытаниях на сжатие проявляется масштабный фактор — размеры испытываемых образцов влияют на механические свойства материала. В настоящей работе согласно статистической теории прочности используется зависимость предела прочности от размера испытываемого объекта [Фадеев, 1967], что позволяет определить

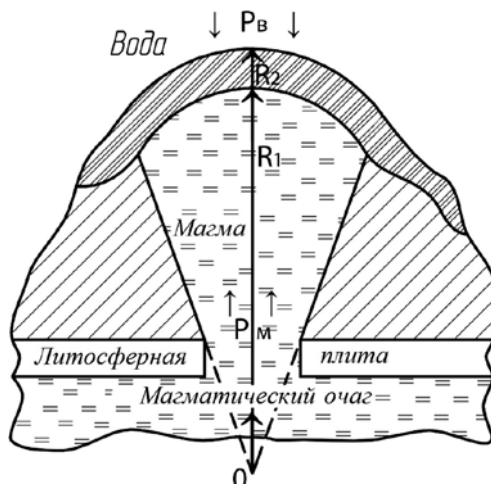


Рис. 4.7. Вертикальное сечение строения подводного вулкана

особенности и время разрушения лавового купола. Исследование процесса разрушения лавовых куполов как возможного триггера эксплозивного извержения подводного вулкана представляет самостоятельный интерес, этой проблеме и посвящена настоящая работа.

Найдем распределение температуры внутри шарового слоя.

Для оценки характера распределения температуры T внутри шарового слоя с учетом малости толщины по сравнению с радиусом купола можно рассмотреть решение одномерного уравнения теплопроводности [Холин и др., 2016]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}, \quad (4.6)$$

где a — коэффициент температуропроводности, t — время, r — пространственная координата, с начальными условиями при $t = 0$:

$$T(r, 0) = T_0 \text{ при } (0 \leq r < \infty)$$

и граничными условиями при $r = 0$:

$$T(0, t) = T_M,$$

где T_M — температура магмы.

Решение уравнения (4.6) представляется в виде:

$$T = K \left[1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{r}{\sqrt{2at}}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \right] + T_0. \quad (4.7)$$

Коэффициент $K = T_0 - T_M$ в формуле (4.7) представляет собой разность температуры на границе лавового купола с магмой или газом, выделившимся при ее дегазации, и начальной температуры купола. Далее при исследовании процесса нагрева охлажденного тела (кристаллизованной лавы) его начальная температура полагается равной нулю.

Определим напряженно-деформированное состояние упругого шарового слоя при наличии неоднородного температурного поля. Пусть $T(r, t)$ — распределение температуры в упругом шаровом слое с внешней и внутренней границами при $r = R_1$ и R_2 соответственно (см. рис. 4.7). Задача термоупругости для определения напряженно-деформированного состояния в шаровом слое рассматривается в квазистатической постановке, то есть в пренебрежении волновыми процессами, а время t рассматривается как некоторый параметр. В силу сферической симметрии имеются только радиальные перемещения $u(r)$, остальные перемещения равны нулю. Тогда уравнение и граничные условия для определения этой функции имеют вид [Тихонов, Самарский, 1972]:

$$(\lambda + 2G) \left[\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{du}{dr} - \frac{2}{r^2} u \right] = (3\lambda + 2G) \alpha \frac{dT}{dr}, \quad (4.8)$$

$\sigma_r = 0$ при $r = R_1$ и R_2 ,

где λ , G — постоянные Ламе; α — коэффициент температурного расширения.

При условии отсутствия силы тяжести и равенства нулю давления слоя воды и магмы, а следовательно, равенства нулю радиальных напряжений на внешней границе, решение данного уравнения имеет вид:

$$u = \frac{\alpha}{r^2} \frac{(3\lambda + 2G)}{(\lambda + 2G)} \int_{R_1}^r Tz^2 dz + \frac{Ar}{\lambda + 2G} + \frac{B}{\lambda + 2G} \frac{1}{r^2}.$$

Для констант интегрирования A и B из граничных условий получается:

$$A = \frac{4\alpha G}{R_2^3 - R_1^3} \int_{R_1}^{R_2} Tz^2 dz, \quad B = \frac{(3\lambda + 2G)\alpha R_1^3}{R_2^3 - R_1^3} \int_{R_1}^{R_2} Tz^2 dz.$$

В силу сферической симметрии для оценки напряженного состояния достаточно оценить только значения σ_r и σ_φ . Их значения определяются соотношениями:

$$\sigma_r = -\frac{4\alpha G(3\lambda + 2G)}{(\lambda + 2G)r^3} \int_{R_1}^r Tz^2 dz + \frac{(3\lambda + 2G)A}{(\lambda + 2G)} - 4G \frac{1}{(\lambda + 2G)} \frac{B}{r^3}, \quad (4.9)$$

$$\sigma_\varphi = \frac{2\alpha G(3\lambda + 2G)}{(\lambda + 2G)r^3} \int_{R_1}^r Tz^2 dz + \frac{(3\lambda + 2G)A}{(\lambda + 2G)} + 2G \frac{1}{(\lambda + 2G)} \frac{B}{r^3} - 2\alpha TG \frac{(3\lambda + 2G)}{(\lambda + 2G)}.$$

Известно, что для большинства материалов наибольшую опасность представляют сдвиговые напряжения. Максимальные сдвиговые напряжения определяются соотношением:

$$\tau_m = \frac{1}{2}(\sigma_r - \sigma_\varphi) = G \left(\frac{du}{dt} - \frac{u}{r} \right),$$

откуда с учетом (4.9) следует:

$$\tau_m = \frac{G}{\lambda + 2G} \left[(3\lambda + 2G)\alpha T - \frac{3\alpha}{r^3} (3\lambda + 2G) \int_{R_1}^r Tz^2 dz - \frac{B}{r^3} \right]. \quad (4.10)$$

Сжимающие напряжения σ_φ на внутренней границе нагретого слоя с учетом малости его толщины $\frac{\sqrt{2\alpha t}}{R_2} \ll 1$ запишутся в виде:

$$\sigma_\varphi = -2G \frac{3\lambda + 2G}{\lambda + 2G} \alpha K. \quad (4.11)$$

Из соотношений (4.10) и (4.11) получается соотношение для максимального напряжения сдвига:

$$\tau_m = G \frac{3\lambda + 2G}{\lambda + 2G} \alpha K. \quad (4.12)$$

Соотношение (4.12) с использованием параметров E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона переписывается в виде:

$$\tau_m = \frac{E}{2(1-\nu)} \alpha K. \quad (4.13)$$

Определим, как влияет масштабный фактор на прочность лавового купола. Согласно статистической теории прочности зависимость предела прочности от размера оценивается формулой [Фадеевко, 1967]:

$$\tau_m = \tau_* \left(\frac{l_*}{l} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (4.14)$$

где τ_m и τ_* — предельные значения прочности тела при значениях характерной длины l и l_* . Масштабный фактор m для базальта равен 6 (растяжение) и 12 (сжатие). Из (4.14) следует, что для базальта при увеличении размера образца на порядок предельная прочность уменьшается в два раза.

Если в качестве размера в (4.14) берется высота прогретого слоя лавового купола $l \approx \sqrt{at}$, то при достижении им критической величины происходит его разрушение:

$$l_p = \sqrt{at} = l_* \left(\frac{\tau_*}{\tau_m} \right)^m,$$

$$t_p = 4 \cdot 10^{-4} \frac{R^2}{a}.$$

Если принять $R = R_1 = 6000$ м, $a = 0.001$ м²/с, то для толщины разрушенного слоя получим $l_p = 120$ м, время разрушения $t_p = 4000$ с.

Введем соотношения для критических сдвиговых напряжений, возникающих в лавовом куполе в результате внешнего давления со стороны магмы и верхнего слоя воды.

Далее предположим, что температурные градиенты внутри лавового купола равны нулю, а граничные условия имеют вид: $\sigma_r = P_M$ при $r = R_1$, $\sigma_r = P_B$ при $r = R_2$, здесь P_M — давление магмы, P_B — давление воды, R_1 и R_2 — внутренний и внешний радиусы шарового слоя (см. рис. 4.7)). В этом случае из соотношения (4.8) для τ_m получим:

$$\tau_m = \frac{3}{4} \frac{R_1^3 R_2^3}{(R_2^3 - R_1^3)} \frac{(P_M - P_B)}{r^3}. \quad (4.15)$$

Если толщина слоя мала $(R_2 - R_1) \ll R_2$, то соотношение (4.15) переписывается в виде:

$$\tau_m = \frac{1}{4} \frac{1}{(1 - \delta)} (P_M - P_B), \quad (4.16)$$

где $\delta = R_1 / R_2$.

Из соотношений (4.15) и (4.16) следует, что давление со стороны магмы компенсируется давлением толщи воды. При $P_M = 5$ МПа (5 МПа — нижняя граница исследуемого интервала) и $P_B = 1$ МПа на глубине 500 м $\tau_m = 0$.

Приведем некоторые оценки критических сдвиговых напряжений для двух силовых факторов: неравномерно распределенной по толщине купола температуры и давления со стороны толщи воды и магмы.

Ранее [Слезин, 1998] были проведены оценки возможного давления в магматическом очаге — 40–60 МПа. В процессе подъема магмы от очага до устья вулкана давление падает из-за гидравлических потерь, вязкости

магмы, трения расплава о стенки жерла вулкана, дегазации магмы и на выходе составляет 4–15 МПа. В этих пределах рассматриваются оценки для двух пар значений P_M и P_B : $P_M = 5$ МПа, $P_B = 1$ МПа и $P_M = 13$ МПа, $P_B = 1$ МПа. Давление $P_B = 1$ МПа соответствует глубине погружения лавового купола на 100 м. Используя соотношение (4.16), получим соотношение: $\tau_m = 12$ МПа в первом случае и $\tau_m = 36$ МПа во втором случае (в обоих вариантах параметр $\delta = R_1 / R_2 = 11/12$).

Используя соотношение (4.13) и данные для механических характеристик базальта, получим оценку напряженного состояния с учетом температурных напряжений при $K = T = 1000$ °С: $\tau_m = 62$ МПа.

Заметим, что допустимые значения сдвиговых напряжений в испытаниях на сжатие лежат в широких пределах от 25 до 150 МПа, и в эти пределы попадают максимальные напряжения из-за неоднородности температурного поля. В оценочных расчетах получены завышенные значения максимальных сдвиговых напряжений по сравнению с реальными из-за использования модели линейной теории упругости. Но сравнение степени вклада неоднородности распределения температуры и давления со стороны слоя воды и магмы в процесс разрушения лавового купола позволяет сделать вывод о необходимости учета температурных напряжений при прочностных расчетах лавового купола.

Из соотношений (4.13) и (4.16) можно определить зависимость значений $\delta_* = R_1 / R_2$ от разности давлений P_M и P_B , при которых вклады температурных градиентов и давления со стороны магмы и слоя жидкости в максимальное значение напряжения сдвига равны:

$$\delta_* = R_1 / R_2 = 1 - (P_M - P_B) / 248. \quad (4.17)$$

Поскольку соотношение (4.17) получено в предположении $(R_2 - R_1) \ll R_2$, то максимальное значение $(P_M - P_B)$, соответствующее $\delta_* = 0.1$, составит 24.8 МПа, что превышает верхнюю границу исследуемого диапазона давлений в устье вулкана. Если $R_1 = 6000$ м, то толщина разрушенного слоя, соответствующая $(P_M - P_B) = 14$ МПа, составит 350 м. Для слоя высотой 350 м вклады в процесс разрушения неоднородности температуры и давления $(P_M - P_B)$ равны.

В ходе оценочных расчетов выявлено, что температурные градиенты играют не менее важную роль в процессе разрушения лавового купола, чем внешнее давление. Установлено, что процесс разрушения лавового купола происходит послойно и определяется время его разрушения.

4.3.2. Динамика и разрушение магматических бомб, образующихся при извержениях подводных вулканов

Теоретически исследуется динамика и разрушение магматических бомб, образующихся при извержении подводных вулканов. Используются методы механики сплошной среды для математического моделирования динамики и разрушения исследуемых объектов. При этом предполагается, что механическое поведение материала магматической бомбы подчиняется закону линейно-упругого деформирования твердого тела.

Извержения крупных вулканов, как и столкновение Земли с крупными внеземными объектами, представляют реальную угрозу существующей цивилизации [Будыго и др., 1986; Encyclopedia ..., 2000]. В процессах извержения взрывного типа в условиях быстрой декомпрессии определяющий вклад в энергетический баланс всех возможных проявлений подводного вулканического извержения вносят фазовые переходы в магме. Сюда относятся и процессы образования и динамики кристаллической фазы, на базе которой формируются магматические бомбы, представляющие собой раскаленные камни, достигающие нескольких метров в диаметре и с высокими скоростями (до 200 м/с) вылетающие из воды в атмосферу. За время извержения в кальдере вулкана Академия Наук со дна озера Карымское (1996 г.) в атмосферу выстреливались базальтовые бомбы размером 0.3 м на расстояние до 25 км [Федотов, 1997; Кедринский и др., 2006]. В работе [Андрущенко и др., 2020б] исследуется механика движения магматической бомбы от устья жерла вулкана до поверхности воды.

а. Динамика магматической бомбы

Рассматривается динамика движения вулканической бомбы от устья жерла вулкана до океанической поверхности. Зная время движения к поверхности, можно оценить критическое напряженное состояние тела, при котором происходит его разрушение из-за неравномерности распределения температуры. Для анализа вертикального движения тела к свободной поверхности океана примем следующую систему уравнений:

$$\frac{m dV}{dt} = -mg - CS \frac{\rho}{2} V^2, \quad \frac{dH}{dt} = V, \quad (4.18)$$

где m — масса, V — скорость тела, C — коэффициент сопротивления среды, S — площадь поперечного сечения тела, ρ — плотность воды, H — расстояние, пройденное телом от точки старта. При $t=0: V=V_0$ и $H=0$ решение системы уравнений (4.18) запишется в виде:

$$V = \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} V_0 \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}} - \sqrt{\frac{CS\rho g}{2m}} t \right) / \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}}, \quad (4.19)$$

$$H = \frac{2m}{CS\rho} \ln \left[\cos \left(\operatorname{arctg} V_0 \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}} - \sqrt{\frac{CS\rho g}{2m}} t \right) / \cos \left(\operatorname{arctg} V_0 \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}} \right) \right], \quad (4.20)$$

где коэффициент сопротивления среды C определяется из натурных наблюдений за скоростью выхода тела на поверхность океана. В некоторых работах делались попытки определения значения C независимым путем, но использование подобных подходов для конкретных расчетов проблематично.

Пусть в некоторый момент времени $t = t_*$ тело тормозится до нулевой скорости, тогда и из (4.19) следует:

$$t_* = \sqrt{\frac{2m}{CS\rho g}} \operatorname{arctg} V_0 \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}}.$$

Соответствующая высота H_* определяется из соотношения (4.20):

$$H_* = -\frac{2m}{CS\rho} \ln \left[\cos \left(\arctg V_0 \sqrt{\frac{CS\rho}{2mg}} \right) \right].$$

Если глубина вулкана меньше величины H_* , то вулканическая бомба выстреливается в атмосферу. В природе выбросы пирокластических материалов из воды наблюдались для случаев, когда глубина устья жерла вулкана не превышала 400 м. Это наблюдение относится к подводной активности обычных вулканов. Энергия же извержения супервулканов настолько велика, что продукты их выбросов могут преодолевать с высокими скоростями гораздо более мощные толщи воды. Сравнение с натурными наблюдениями за выходом вулканических бомб позволяет дать оценку значения коэффициента сопротивления воды: $C = 0.17-0.25$. По известным значениям скорости вылета бомбы в атмосферу и размера толщи воды из вышеприведенных соотношений можно определить время движения бомбы в воде и ее начальную скорость вылета в воду из жерла вулкана.

б. Фрагментация магматической бобы в результате действия градиента температуры

Разрушение тела рассматривается ниже в рамках модели последовательного дробления на основе статистической теории прочности, когда разделение происходит по дефектам и трещинам, которые присущи таким структурно неоднородным телам, как магматические бомбы. Согласно рассматриваемой модели условие прочности тела или его фрагмента используем в виде [Холин и др., 2016]:

$$\tau_{m_1} = \tau_* (l_* / l)^{1/m_1}, \quad (4.21)$$

где τ_{m_1} — критическое значение напряжения сдвига, τ_* , l_* , m_1 — эмпирические постоянные. В процессе движения тела в воде его фрагментация может осуществляться за счет неоднородности распределения температурных напряжений. Для радиальных σ_r и тангенциальных напряжений σ_ϕ при известном законе распределения температуры $T(r)$ получим:

$$\sigma_r(r) = \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha_1}{r^3} \left[\frac{r^3}{R^3} \int_0^R T(z) z^2 dz - \int_0^r T(z) z^2 dz \right], \quad (4.22)$$

$$\sigma_\phi(r) = \frac{E}{1-\nu} \frac{\alpha_1}{r^3} \left[\frac{2r^3}{R^3} \int_0^R T(z) z^2 dz - \int_0^r T(z) z^2 dz - T(r) r^3 \right]. \quad (4.23)$$

Здесь E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, α_1 — коэффициент температурного расширения. Для оценки характера распределения температуры по радиусу рассматривается следующая модельная задача. Пусть имеется шар радиуса R с начальной температурой T_0 , близкой к температуре плавления базальта (1500°C), к которому на границе мгновенно «подводится» температура окружающей воды T_w , считающаяся в дальнейшем постоянной и равной нулю. Изменение температуры внутри шара опи-

сывается уравнением теплопроводности в сферической системе координат, которое при наличии сферической симметрии принимает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (4.24)$$

Здесь $T(r, t)$ — температура (функция радиуса r и времени t), a — коэффициент температуропроводности. Начальное условие: $T(r, 0) = T_0$, граничное условие: $T(0, t) = T_w$. Решение уравнения (4.24) представляется в виде:

$$T = A \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} (-1)^n \frac{R}{r} \sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{R^2} at\right) \right]. \quad (4.25)$$

Приведенный коэффициент A представляет собой разность температуры на границе и начальной температуры тела (в нашем случае $A < 0$). Качественный анализ соотношений (4.22) и (4.23) показывает, что напряжение имеет положительное значение на поверхности шара и отрицательное значение в его центре. Напряжение σ_r всюду отрицательно и его максимум достигается в центре. Согласно формулам (4.22) и (4.25):

$$\begin{aligned} \sigma_r(r, t) &= \frac{2E}{1-\nu} \alpha_1 A \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n^2 \pi^2} (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{R^2} at\right) \times \\ &\times \left[(-1)^{n+1} \frac{R^2}{r^2} \cos\left(\frac{n\pi r}{R}\right) + \frac{R^3}{r^3} \frac{1}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi r}{R}\right) \right]. \end{aligned}$$

Если величина at/R^2 порядка единицы, то для оценки возникающих напряжений достаточно ограничиться одним слагаемым:

$$\sigma_r(r, t) = \frac{2E}{1-\nu} \alpha_1 A \frac{2}{\pi^2} \exp\left(-\frac{\pi^2}{R^2} at\right) \left[-1 - \frac{R^2}{r^2} \cos\left(\frac{\pi r}{R}\right) + \frac{R^3}{r^3} \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi r}{R}\right) \right].$$

При этом:

$$\sigma_r(0, t) = \frac{2E}{1-\nu} \alpha_1 A \frac{2}{3} \exp\left(-\frac{\pi^2}{R^2} at\right) \left(\frac{\pi^2 - 3}{\pi^2} \right).$$

При условии $at/R^2 \ll 1$ тело успевает охладиться на малую глубину и для оценки характера распределения температуры можно использовать решение одномерной задачи [Холин и др., 2016]:

$$\begin{aligned} T(x, t) &= A \left[1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{2at}}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \right], \\ \sigma_r(0, t) &= \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha_1}{R^3} \left[\int_0^{\infty} T(z, t) R^2 dz \right] = \frac{2E}{1-\nu} \frac{\alpha_1}{R} \left[\int_0^{\infty} T(z, t) dz \right]. \quad (4.26) \end{aligned}$$

Из (4.26) следует:

$$\sigma_r(0, t) = \frac{2E}{1-\nu} 2\alpha_1 A \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{at}}{R}.$$

Проводятся оценки с использованием данных для базальта: коэффициент температурного расширения $\alpha_1 = 7.9 \cdot 10^{-6}$ 1/град, коэффициент температуропроводности $a = 10^{-6}$ м²/с, модуль Юнга $E = 10^{11}$ Н/м², коэффициент Пуассона $\nu = 0.25$, предел прочности на сжатие $\sigma^* = 2 \cdot 10^8$ Н/м². Отсюда следует, что время, необходимое для достижения критического напряжения $\sigma_r(0, t) = \sigma^*$, определяется из соотношения $\sqrt{at} / R \approx 2 \cdot 10^{-2}$, а время критического прогрева находится следующим образом: поскольку $\tau_{m_1} = 0.5\sigma^*$, то согласно (4.21) $l_p = \sqrt{at_p}$ и, следовательно,

$$t_p = 4 \cdot 10^{-4} R^2 / a. \quad (4.27)$$

В частности, для тела диаметром 10 см время достижения критических напряжений составит $t_p \sim 4$ с. Из соотношений (4.25) и (4.27) можно определить критическое значение массы тела, выше которой его разрушение вследствие температурного градиента не произойдет.

в. Разрушение под действием силы сопротивления среды

Определим напряженно-деформированное состояние объекта (бомбы) в плоской упругой постановке. Вулканическая бомба моделируется упругим цилиндром радиуса R плотности ρ . Заметим, что количественно результат будет отличаться от сферической модели, но для качественного исследования напряженного состояния тела это различие роли не играет. Предполагается, что скорость V направлена перпендикулярно оси цилиндра. На поверхности действует давление:

$$p = P_0 \cos^2 \varphi, \text{ при } \varphi \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \right], \quad (4.28)$$

$p = 0$ с теневой (нижней) стороны. Угол φ отсчитывается от направления вектора скорости. Величина P_0 представляет собой скоростной напор — произведение квадрата скорости объекта на плотность воды. Поскольку плотность воды на три порядка выше плотности воздуха, то при равных скоростях тело в воде испытывает сопротивление внешней среды на три порядка выше сопротивления атмосферы [Холин и др., 2016]. При рассмотрении движения вулканической бомбы в воде следует учитывать факт быстрого торможения тела по причине квадратичной зависимости величины P_0 от скорости. Именно поэтому сопротивление воды движению тела существенно влияет на его разрушение лишь на начальном этапе. На более поздней стадии движения разрушение движущегося тела в большей степени определяется градиентом температуры. Отметим также, что здесь учитывается также возможное квазистатическое вращение вулканической бомбы при ее движении к поверхности.

В рамках упругой постановки имеем:

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} = -\frac{4}{3\pi} \frac{P_0}{R} \cos \varphi,$$

$$\frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{2}{r} \sigma_{r\varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} = \frac{4}{3\pi} \frac{P_0}{R} \sin \varphi, \quad (4.29)$$

где σ_{rr} , $\sigma_{r\varphi}$, $\sigma_{\varphi\varphi}$ — компоненты тензора напряжений.

Связь тензора напряжений с соответствующими составляющими тензора деформаций определяется упругим законом:

$$\sigma_{rr} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{rr}, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{\varphi\varphi}, \quad \sigma_{r\varphi} = 2\mu\varepsilon_{r\varphi}, \quad (4.30)$$

где λ и μ — коэффициенты Ламе, $\theta = \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi}$.

Для ε_{rr} , $\varepsilon_{r\varphi}$, $\varepsilon_{\varphi\varphi}$ имеем:

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_{r\varphi} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right),$$

где u , v — радиальные и азимутальные перемещения.

Граничные условия таковы:

$$\sigma_{rr} = P_0 \cos^2 \varphi, \quad \text{при } |\varphi| \leq \pi/2;$$

$$\sigma_{rr} = 0, \quad \text{при } \frac{\pi}{2} \leq |\varphi| \leq \pi;$$

$$\sigma_{r\varphi} = 0, \quad \text{при } 0 \leq |\varphi| \leq \pi.$$

Используя соотношения (4.28)–(4.30) для определения перемещений u , v , получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений, ее решение ищется в виде сумм тригонометрических рядов [Холин и др., 2016].

Расчеты показывают, что максимальное сдвиговое напряжение τ_m достигается на луче $\varphi = 0$ на расстоянии $r = 0.21R$, при этом $\tau_m = 0.26P_0$. Величина P_0 зависит от скорости движения тела, и с падением скорости вследствие торможения пропорционально квадрату скорости падает и сопротивление среды. Поэтому критические значения максимального напряжения сдвига достигаются на начальной стадии движения. Если тело вращается с умеренной скоростью так, что волновыми эффектами можно пренебречь, то внутри тела образуется полость, в которой действуют максимальные напряжения сдвига [Холин и др., 2016].

Проведем качественный анализ перераспределения напряжений на начальном этапе процесса разрушения с учетом возможного вращения объекта. Предположим, что на луче $\varphi = 0$ при $r = R_1 = 0.21R$ имеется круговая полость радиуса $R_0 \ll R$. Тензор напряжений σ представляется в виде $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$, где σ_0 — тензор напряжений, соответствующий решению для сплошного объекта без полости, $\Delta\sigma$ — дополнительная составляющая (вызванная наличием полости). Поскольку размер полости предполагается малым, то в ее окрестности компоненты тензора напряжений σ_0 в системе координат X, Y , где ось X направлена по вектору скорости, соответственно равны:

$$\sigma_{xx}^0 = -0.61P_0, \quad \sigma_{yy}^0 = -0.09P_0, \quad \sigma_{xy}^0 = 0.$$

Фактически поставленная задача сводится к задаче о двусосном растяжении плоскости, ослабленной круговым отверстием радиуса R_0 . Отметим, что максимальное сдвиговое напряжение τ_m на границе $r = R_0$ достигается при $\varphi = \pm\pi / 2$ и равно, соответственно, $\tau_m = 0.48P_0$. Следовательно, τ_m существенно возрастает (см. выше), то есть образование разрушенных зон приводит к еще большей активизации процесса разрушения.

ГЛАВА 5. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ТЕЧЕНИИ РАЗРЕЖЕННОГО ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

В связи с постоянным расширением научных и прикладных работ в исследовании околоземного космического пространства (ОКП) все большее значение приобретают вопросы создания адекватных физических и численных моделей для описания явлений, связанных с динамикой сильно разреженной частично ионизованной плазмы в присутствии внешнего магнитного поля и фотоионизирующего излучения. Аналогичные по содержанию вопросы имеют место и в лабораторных исследованиях, например связанных с исследованием лазерной плазмы, и в астрофизических исследованиях плазменных явлений в дальнем космосе.

Магнитное поле, фотоионизирующее излучение, высокие скорости движения и низкая концентрация частиц могут приводить к существенному отличию в температурах различных компонент частично ионизованного газа, отклонению от равновесия их концентрации; кроме того, в формировании многоскоростного течения в результате действия на ионизованный компонент магнитного поля [Ступицкий, Холодов, 2019], а также в результате инерционной стратификации при существенном различии в массах частиц различных компонент [Ступицкий, 2012; Коженкова, 2013]. Наиболее важную роль наличие многоскоростного течения играет в задачах взаимопроникновения сильно разреженного потока частично ионизованной плазмы в разреженный фоновый газ. В данной главе обсуждаются некоторые эффекты, связанные с динамической неравновесностью частично ионизованного газа.

5.1. Некоторые общие особенности в описании динамики, кинетики и температуры низкотемпературной плазмы

В упругих и неупругих столкновениях частиц различного сорта, движущихся с различными скоростями направленного движения, происходит передача массы, импульса и энергии между компонентами. При этом в неупругих столкновениях сорт частиц может меняться, и требуются определенные предположения о перераспределении импульса и энергии рождающихся частиц, что можно сделать либо в результате решения квантово-механической задачи о самом акте столкновения, либо основываясь на результатах эксперимента. Например, когда скорость нейтральных частиц больше скорости ионов, то в результате поляризационного взаимодействия возможен процесс перезарядки без упругого лобового взаимодействия. В этом случае нейтральный компонент будет терять массу, импульс и кинетическую энергию, а ионный приобретать их.

В частично ионизованном газе с достаточно высокой степенью ионизации $\alpha = n_e / n$ электроны играют определяющую роль в электропроводности, теплопроводности и ионизации газа, которые зависят от электронной концентрации n_e и температуры T_e . Для численного решения многих задач газовой динамики используется дивергентная форма уравнений, для которых разработаны достаточно точные консервативные схемы расчета [Самарский, Попов, 2004]. Наиболее сложным является уравнение энергии, так как в энергию единицы объема данного компонента плазмы входят энергия теплового движения частиц, энергия внутренних степеней свободы и кинетическая энергия. Например, если электроны ответственны главным образом за ионизацию, то $E_e = \frac{3}{2} k T_e n_e + n_e J + \frac{m_e n_e u_e^2}{2}$, где $J = n_1 J_1 + n_2 (J_1 + J_2) + \dots$ — энергия ионизации. Так как во многих случаях $n_e J \gg \frac{3}{2} k T_e n_e$, то расчет E_e не дает возможности определить достаточно точно электронную температуру. Кроме того, в изменении n_e в некоторых задачах, например во фронте ударной волны, заметный вклад могут давать столкновения тяжелых частиц, приводящие к их ассоциативной ионизации. Для тяжелых частиц такая же трудность в определении температуры из полной энергии возникает из-за того, что $\frac{3}{2} k T n \ll \frac{m n u^2}{2}$. Таким образом, корректное описание неравновесного плазменного течения возможно только на основе энергетического уравнения для температуры, подробный анализ которого дан в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019].

В ионосферных экспериментах с нейтральными сгустками (барий, Ва) существенную роль играют процессы фотоионизации солнечным излучением и фоторекомбинации. Ранее были получены выражения, описывающие изменение энергии электронов в этих процессах [Козлов, 1972; Ступицкий, 1976, 1978]. Так как эти выражения имеют пороговый характер по температуре, то приведем краткий вывод этих выражений.

Скорость поступления энергии в электроны в процессе фотоионизации определяется избытком энергии фотонов над потенциалом ионизации ($h\nu - J$). Если интегральная по спектру плотность потока излучения, например от Солнца или специального источника Φ (эрг/см²с), а функция распределения фотонов по энергии $f(\varepsilon_\nu)$, то

$$Q_{\Phi_{\text{и}}}^{\nu} = \Phi \sum_{z,n} n_{zn} \int_{J_{zn}}^{\infty} (\varepsilon_\nu - J_{zn}) \frac{f(\varepsilon_\nu)}{\varepsilon_\nu} \sigma_{zne}^{\nu}(\varepsilon_\nu) d\varepsilon_\nu. \quad (5.1)$$

Предполагая спектр планковским

$$f(\varepsilon_\nu) = \frac{15\varepsilon_\nu^3}{\pi^4 (kT_\nu)^4 \left(\exp\left(\frac{\varepsilon_\nu}{kT_\nu}\right) - 1 \right)}; \quad \int_0^{\infty} f(\varepsilon_\nu) d\varepsilon_\nu = 1,$$

а главным каналом фотоионизации — фотоионизацию с основного состояния, получаем:

$$Q_{\text{фи}}^{\nu} = kT_{\nu} \sum_{z=0}^{z_m-1} n_z j_{ze}^{\nu}. \quad (5.2)$$

Для константы скорости фотоионизации получаем:

$$j_{ze}^{\nu} = \Phi \frac{15\sigma_{1e}^{\nu}(z)\beta_{\nu}^2}{kT_{\nu}} \exp(-\beta_{\nu}). \quad (5.3)$$

Здесь $\beta_{\nu} = J_{\nu} / kT_{\nu}$; T_{ν} — планковская температура источника. Для порога сечения приближенно можно использовать водородоподобное приближение:

$$\sigma_{1e}^{\nu} = 7.9 \cdot 10^{-18} / z^2.$$

Совершенно аналогично можно уточнить расчеты учетом фотоионизации с возбуждающих состояний.

Уход энергии свободных электронов при их фоторекомбинации на уровне n тока z определяется выражением:

$$Q_{\text{фр}}^{\nu} = -n_z n_e \sum_n \int_0^{\infty} \nu(\varepsilon) \sigma_{ezn}^{\nu}(\varepsilon) \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5.4)$$

Так как константа скорости фоторекомбинации определяется аналогичным выражением:

$$j_{ez}^{\nu} = n_z n_e \sum_n \int_0^{\infty} \nu(\varepsilon) \sigma_{ezn}^{\nu}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T_e}},$$

где T_e — в эВ,
тогда

$$Q_{\text{фр}}^{\nu} = -n_z n_e \Delta(T_e) j_{ez}^{\nu}, \quad (5.5)$$

$$\text{где } \Delta(T_e) = \frac{\sum_n \int_0^{\infty} \nu(\varepsilon) \sigma_{ezn}^{\nu}(\varepsilon) \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon}{\sum_n \int_0^{\infty} \nu(\varepsilon) \sigma_{ezn}^{\nu}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon}.$$

Подставляя максвелловское распределение для $f(\varepsilon)$ и формулу Крамера для сечения [Собельман, 1963]

$$\sigma_{ezn}^{\nu}(\varepsilon) = \frac{\sigma_0}{n^3} \frac{J_z^2}{\varepsilon \left(\varepsilon + \frac{J_z}{n^2} \right)}; \quad \sigma_0 = 2.1 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2,$$

получаем в результате суммирования зависимость, которую можно аппроксимировать выражением

$$\Delta(T_e) = kT_e F(\beta), \quad F(\beta) = 0.627 + 0.118 \lg(\beta); \quad \beta = \frac{J_z}{kT_e}, \quad (5.6)$$

которое определяет $Q_{\text{фр}}^{\nu}$ в (5.5).

Следует отметить, что в процессах фотоионизации и фоторекомбинации может происходить как увеличение, так и снижение температуры

электронов, в зависимости от соотношения между T_e , T_v и $\Delta(T_e)$. Действительно, подставляя полученные выше выражения и группируя процессы одной природы, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}kn_e \frac{dT_e}{dt} + P_e \operatorname{div} \mathbf{u} = & -\frac{3}{2}kT_e (n_0^2 j_{0e}^0 - n_e n_0 n_1 j_{e1}) - \\ & - \sum_{z=0}^{z_{m-1}} \left(J_z + \frac{3}{2}kT_e \right) (n_z n_e j_{ze} - n_e^2 n_{z+1} j_{e,z+1}) - \sum_z \sum_k \sum_{m \neq k} E_{zkm} (n_{zk} n_e j_{km} - n_{zm} n_e j_{mk}) + \\ & + \left(kT_v + \frac{3}{2}kT_e \right) \sum_z n_z j_{ze}^v + kT_e \left(\frac{3}{2} - F \right) \sum_z n_z n_e j_{ez}^v - \frac{3}{2}kn_e \frac{T_e - T}{\tau_{ei}} - \\ & - \operatorname{div} \mathbf{q}_e - S_{ev} + \mu q_v. \end{aligned} \quad (5.7)$$

В первом и втором слагаемом правой части уравнения (5.7) предполагалось, что в результате неупругих столкновений рождаются электроны с нулевой температурой. Последние два слагаемых соответствуют потерям электронной энергии на тормозное излучение:

$$S_{iv} = 1.42 \cdot 10^{-27} \sqrt{T_{e,K}} n_e \sum_z z^2 n_z, \quad \text{эрг/см}^3 \text{с}. \quad (5.8)$$

В работе [Ступицкий, 1985] был предложен достаточно эффективный метод для численного решения температурных уравнений как электронов, так и тяжелых частиц. Он основан на идее расщепления динамических и кинетических процессов. Кинетическая безразмерная температура определялась как $y_e = T_e / T_g$; $y_{i,0} = T_{i,0} / T_g$, где $y_e, y_{i,0}$ определялись правой частью уравнения для температур, а T_g определялась из уравнения

$$\frac{3}{2}kn \frac{dT}{dt} + P \operatorname{div} \mathbf{u} = 0.$$

5.2. Процессы закалки степени ионизации в молекулярном газе

Для плазмы, состоящей из ионов и атомов, ход неравновесных ионизационно-рекомбинационных процессов при быстром расширении достаточно хорошо исследован. Имеются экспериментальные и теоретические результаты [Ананьин и др., 1973; Райзер, 1959; Ступицкий и др., 1985] не только по изменению во времени и закалке зарядового состава и степени ионизации, но и по изменению заселенностей возбужденных состояний атомов и ионов.

В прикладных задачах высокотемпературной газовой динамики часто приходится иметь дело с течением неравновесных молекулярных газов: это задачи химической кинетики продуктов горения в соплах, задачи обтекания тел высокоскоростным потоком воздуха, процессы ионизационной и химической кинетики в мощных газодинамических лазерах и другие. При температуре газа $T \geq 10^4$ К молекулы полностью

диссоциированы и ионизационные процессы происходят как в обычном атомарном газе. Однако при меньших температурах ($\sim 3000\div 5000$ К) в молекулярном газе образуется значительное количество положительных молекулярных ионов — в воздухе это ионы NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , рекомбинация электронов на которых происходит с очень высокой скоростью ($j \sim 10^{-7} \text{ см}^3 / \text{с}$), в то время как на атомарных ионах тройная рекомбинация ($8 \cdot 10^{-27} / T_{\text{эВ}}^{9/2}$, $\text{см}^6 / \text{с}$) и фоторекомбинация ($10^{-13} / T^{3/4}$) идут значительно медленнее. Таким образом, рекомбинационный процесс, а следовательно, и поведение электронной концентрации в высокотемпературном ($T \leq 10^4$ К) потоке неравновесного молекулярного газа определяется тем, какое количество положительных молекулярных ионов успеет образоваться в газе в ходе изменения его плотности и температуры.

Рекомбинационный режим и процесс закалки ионизации имеют место при расширении и охлаждении газа. Константы скоростей указанных рекомбинационных процессов слабо зависят от структуры самих атомарных и молекулярных ионов, поэтому весь процесс рекомбинации удобно рассматривать на модельной схеме, не привязываясь к конкретным газам (будем лишь считать, что исходный молекулярный газ двухатомный, например воздух):

- | | |
|--------------------------------------|--|
| 1. $A + e \Leftrightarrow A^+ + 2e$ | 6. $M^+ + X \Leftrightarrow A + A^+ + X$ |
| 2. $M + e \Leftrightarrow M^+ + 2e$ | 7. $A^+ + e \Leftrightarrow A + hv$ |
| 3. $A + A \Leftrightarrow M^+ + e$ | 8. $M + e + X \Leftrightarrow M^- + X$ |
| 4. $M + X \Leftrightarrow 2A + X$ | 9. $M^- + hv \Rightarrow M + e$ |
| 5. $A^+ + M \Leftrightarrow A + M^+$ | 10. $M^- + M^+ \Rightarrow 2M$ |

Здесь: A — атом; M — двухатомная молекула; A^+ — атомарный ион; M^+ — молекулярный ион; e — электрон; X — произвольная тяжелая частица. Приведенная схема реакций позволяет рассмотреть непрерывно по времени весь ход неравновесных ионизационно-рекомбинационных процессов от высоких температур, когда присутствуют лишь атомарные ионы, до сравнительно низких, когда возможно образование молекулярных ионов. Именно учет как атомарных, так и молекулярных ионов дает возможность исследовать смену режимов — от рекомбинации на атомарных ионах переход к рекомбинации на молекулярных ионах, и определить, при каких условиях это происходит.

В соответствии с приведенной схемой реакций рассчитывалась система уравнений химической кинетики. Для концентрации тяжелых частиц

$$n = A + A^+ + M + M^+ + M^-; \alpha_i = n_i / n$$

и температуры смеси предлагалось

$$n = n_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^\beta; T = T_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^\delta,$$

где $T_0 \cong 1.2$ эВ — выбиралась из тех соображений, чтобы в начальный момент t_0 газ был однократно ионизован. Константы скоростей реакций брались такими же, как для воздуха [Кондратьев, 1970].

На рис. 5.1 показано поведение $\alpha_A, \alpha_{A^+}, \alpha_M, \alpha_{M^+}$, полученных из численного решения для двух начальных значений плотности $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этих параметрах концентрация образующихся молекул M^- была очень мала и существенной роли в кинетике не играла. Для β и δ было принято $\beta = 1$; $\delta = 1$. Как показывает расчет, при уменьшении плотности в диапазоне от 10^{16} до 10^{15} см^{-3} происходит принципиальное изменение в поведении концентрации атомарных и молекулярных ионов и, соответственно, в концентрации электронов n_e . Начальная стадия расширения и остывания газа характеризуется в зарядовой кинетике двумя основными процессами: тройной рекомбинацией электронов на атомарных ионах ($A^+ + 2e \Rightarrow A + e$) и образованием положительных молекулярных ионов ($A + A \Rightarrow M^+ + e$). Если начальная концентрация n_0 велика, то тройная рекомбинация ведет к быстрому падению A^+ и со временем становится $A^+ \ll M^+$ (ведь механизм образования M^+ слабо связан с кинетикой A^+), а следовательно, и концентрация электронов отслеживает поведение M^+ , то есть определяется диссоциативной рекомбинацией. Если же начальная концентрация мала, то тройная рекомбинация прекращается раньше, чем уменьшится концентрация A^+ и станет сравнима с M^+ . И тогда на всем протяжении $n_e \cong [A^+] \gg [M^+]$, а медленный спад n_e связан с фоторекомбинацией. Принципиальное отличие двух режимов рекомбинации можно увидеть сразу из качественного анализа поведения A^+ . Действительно, если

$$\frac{d\alpha_{A^+}}{dt} = -\bar{j}_1 n^2 \alpha^2 \alpha_{A^+}, \text{ где } \alpha = n_e / n; \alpha_{A^+} = n_{A^+} / n,$$

то при $\alpha \cong \alpha_{A^+}$ имеем $d\alpha_{A^+} / dt = -f(t)\alpha_{A^+}^3$, то есть степенной спад $\alpha_{A^+}(t)$ связан с возможностью выхода на закалку. Если же концентрация молекулярных ионов велика, то $\alpha \cong \alpha_{M^+}$ и $d\alpha_{A^+} / dt = -\varphi(t)\alpha_{A^+}^3$, то есть наблюдается быстрое экспоненциальное падение α_{A^+} .

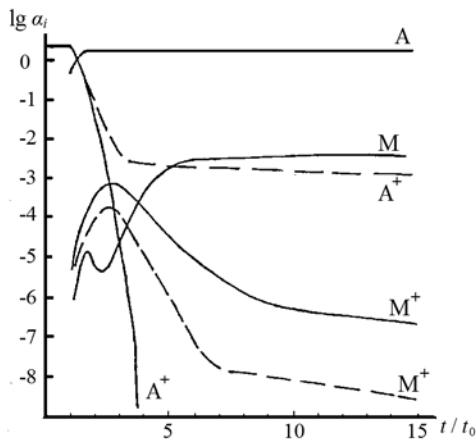


Рис. 5.1. Изменение во времени относительной концентрации компонент разогретого двух-атомного газа для двух значений начальной плотности n_0 : сплошная линия — $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, пунктирная линия — $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($t_0 = 10^{-5} \text{ с}$)

Рассмотрим более подробно процесс релаксации. Вначале при высокой температуре преобладают атомарные ионы, а концентрация молекулярных ионов мала. С падением температуры концентрация $\alpha_{M^+} = n_{M^+} / n$ выходит на квазистационарный режим:

$$\alpha_A^2 K_3 - \alpha_{M^+} \alpha = 0,$$

где K_3 — константа равновесия для процесса (5.10). Этим приближением описывается поведение α_{M^+} вблизи максимума. Однако в дальнейшем, как показывает расчет, характер поведения α_{M^+} меняется — отклонение от равновесия замедляет спад α_{M^+} , и реализуется неравновесный рекомбинационный режим:

$$\frac{d\alpha_{M^+}}{dt} = -\bar{j}_3 n \alpha \alpha_{M^+}. \quad (5.9)$$

Если начальная плотность высока, то $\alpha \cong \alpha_{M^+}$ и $\alpha_{A^+} \ll \alpha_{M^+}$, и получаем $\alpha_{M^+} \cong \alpha_{M^+P} = \sqrt{\alpha_A^2 K_3}$. По мере уменьшения $T(t)$ происходит отклонение от равновесия. Следуя Райзеру [Райзер, 1959], будем считать, что нарушение равновесия происходит на момент времени t_* , когда отклонение от равновесия порядка самой величины $|\alpha_{M^+}^2 - \alpha_{M^+P}^2| \cong \alpha_{M^+P}^2$. Тогда для $t > t_*$ из (5.9) имеем:

$$\alpha_{M^+}(t) = \frac{\alpha_{M^+P}(t_*)}{1 + \alpha_{M^+P}(t_*) \bar{j}_3 (t - t_*)}. \quad (5.10)$$

Поведение атомарных ионов при высокой температуре также близко к равновесию. Однако после отклонения от равновесия здесь возможны два принципиально отличных режима рекомбинации. Рассмотрим их, оставляя в уравнении кинетики лишь главные рекомбинационные члены:

$$\frac{d\alpha_{A^+}}{dt} = -\bar{j}_1 n^2 (\alpha_{A^+} + \alpha_{M^+})^2 \alpha_{A^+} - n j_7 (\alpha_{A^+} + \alpha_{M^+}) \alpha_{A^+}. \quad (5.11)$$

Рассмотрим приближенное решение этого уравнения. В начале рекомбинации, когда $\alpha_{M^+} \gg \alpha_{A^+}$, общее решение имеет вид:

$$\alpha_{A^+}(t) = \alpha_{A^+}(t_0) \exp \left\{ - \int_{t_0}^t [\bar{j}_1 n^2 \alpha_{M^+}^2(t) + j_7 n \alpha_{M^+}(t)] dt \right\}, \quad (5.12)$$

где момент времени t_0 соответствует области однократной ионизации и может выбираться из условия наилучшего совпадения с расчетом. Вначале концентрация молекулярных ионов мала, поэтому интеграл в (5.12) можно рассчитывать от момента t_1 , соответствующего максимальным значениям $\alpha_{M^+}(t_1)$, при этом для α_{M^+} можно использовать равновесное приближение, т. к. основной вклад в интеграл будет давать область максимальных значений α_{M^+} :

$$\begin{aligned} f(t) &= \int_{t_0}^t [\bar{j}_1 n^2 \alpha_{M^+}^2(t) + j_7 n \alpha_{M^+}(t)] dt = \\ &= 1.8 \cdot 10^{-29} \frac{n_0^2 t_0}{T_0^{5/2}} \left[\int_{\tau_1}^{\tau} x^{5\delta-2\beta} \exp(-ax^\delta) dx + 5.53 \cdot 10^{14} \frac{T_0^{11/4}}{n_0} \int_{\tau_1}^{\tau} \frac{\exp(-0.5ax^\delta)}{x^{\beta+0.25\delta}} dx \right], \end{aligned}$$

где для воздуха $a = 2.8/T_0$, T_0 — эВ; $\tau_1 = t_1 - t_0$; $\tau = t/t_0$. Как показывают расчеты, $\tau_1 = 2.6$. Полагая, например, $\beta = 2/3$; $\delta = 1/3$, получаем:

$$f(t) = 1.94 \cdot 10^{-29} \frac{n_0^2 t_0}{T_0^{3/2}} \left[\left(\frac{\exp(-a\tau_1^{1/3})}{\tau_1^{1/2}} - \frac{\exp(-a\tau^{1/3})}{\tau^{1/2}} \right) + \right. \\ \left. + 1.1 \cdot 10^{15} \frac{T_0^{11/4}}{n_0} \left(\frac{\exp(-0.5a\tau_1^{1/3})}{\tau_1^{3/4}} - \frac{\exp(-0.5a\tau^{1/3})}{\tau^{3/4}} \right) \right].$$

Полагая $T_0 = 1$ эВ при $t \rightarrow \infty$, получаем:

$$f_\infty = (2.54 \cdot 10^{-31} n_0^2 + 1.51 \cdot 10^{-15} n_0) t_0.$$

Можно считать, что экспонента начинает играть роль, если $f_\infty > 1$, то есть, если $n_0 > n_{0*} = 2 \cdot 10^{15} / \sqrt{t_0}$. Если $t_0 \sim 10^{-5}$ с, то $n_0 \geq 6.3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, что соответствует давлению $P = 20$ тор. С увеличением характерного времени $t_0 \sim 10^{-5}$ величина критической плотности падает. Для $t_0 = 0.1$ с $n_{0*} = 6.3 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Мы рассмотрели случай, когда $\alpha_{A^+} \ll \alpha_{M^+}$. Такое приближение, хотя и правильно описывает зависимость $\alpha_{A^+}(t)$, однако не может дать саму величину α_{A^+} при выходе на неравновесный режим, когда во всем диапазоне времени $\alpha_{A^+} \gg \alpha_{M^+}$. С учетом зависимости $\bar{j}_1(t)$, $j_7(t)$ общее решение уравнения для α_{A^+} ($\alpha_{A^+} \ll \alpha_{M^+}$)

$$\frac{d\alpha_{A^+}}{dt} = -\bar{j}_1 n^2 \alpha_{A^+}^3 - j_7 n \alpha_{A^+}^2$$

возможно получить лишь численно. Поэтому выпишем решение этого уравнения для режима тройной рекомбинации и фоторекомбинации, предпологая, как и ранее, $T \sim t^{-\delta}$; $n \sim t^{-\beta}$. Для тройной рекомбинации

$$\alpha_{A^+}(t) = \frac{\alpha_{A^+}(t_0)}{\sqrt{1 + \frac{2A\alpha_{A^+}^2(t_0)n_0^2 t_0}{T_0^{9/2} \left(\frac{9}{2}\delta + 1 - 2\beta\right)} \left(\tau^{\frac{9}{2}\delta + 1 - 2\beta} - 1\right)}},$$

для фоторекомбинации

$$\alpha_{A^+}(t) = \frac{\alpha_{A^+}(t_0)}{1 + \frac{\alpha_{A^+}(t_0)Bn_0 t_0}{\left(\frac{3}{4}\delta - \beta + 1\right)T_0^{3/4}} \left(\tau^{\frac{3}{4}\delta + 1 - \beta} - 1\right)},$$

где $A = 8.75 \cdot 10^{-27}$; $B = 2.2 \cdot 10^{-13}$. При $\delta = 1/3$ и $\beta = 2/3$ оба эти режима дают при $\tau = t/t_0 \gg 1$ одинаковую временную зависимость $\alpha_{A^+} \sim \tau^{-7/12}$. Од-

нако отношение констант равно $(7A/12B^2t_0T_0^3)^{1/2}$ при $t_0 = 0.1$ с порядка единицы, а при $t_0 = 10^{-5}$ с тройная рекомбинация на два порядка выше.

Анализ показывает, что для любых n_0 , то есть для произвольного отношения α_{A^+} и α_{M^+} , решение можно приближенно представить в виде:

$$\alpha_{A^+}(t) = \frac{\alpha_{A^+}(t_0) \exp[-f(t)]}{\sqrt{1 + \frac{1.8 \cdot 10^{-26} \alpha_{A^+}^2(t_0) n_0^2 t_0 \left(\frac{9}{\tau^2} \delta + 1 - 2\beta - 1 \right)}{T_0^{9/2} \left(\frac{9}{2} \delta + 1 - 2\beta \right)}}$$

где $f(t)$ дана ранее. Степень ионизации $\alpha(t) = \alpha_{M^+}(t) + \alpha_{A^+}(t)$. Для момента времени t_* , после которого нарушается равновесие в поведении α_{M^+} , легко получить:

$$\frac{t_*}{t_0} = \frac{2T_0}{E_A} \ln \left(1.07 \cdot 10^{-9} \frac{\alpha_{A0} T_0 n_0 t_0}{E_A} \right),$$

где E_A , эВ — энергетический порог ассоциативной ионизации. Для воздуха $E_A = 2.8$ эВ (реакция $N + O \Leftrightarrow NO^+ + e$).

Таким образом, вклад в $\alpha(t)$ атомарных ионов экспоненциально зависит от n_0 . При $n_0 > n_{0*} = 2 \cdot 10^{15} / \sqrt{t_0}$ концентрация атомарных ионов быстро падает, и рекомбинация идет через молекулярные ионы $n_e \sim 1/t$. При $n_0 < n_{0*}$ происходит закалка атомарных ионов, молекулярные ионы не играют существенной роли, а степень ионизации (в зависимости от режима расширения) может выходить на достаточно высокое постоянное значение α_∞ .

5.3. Некоторые особенности ионизационной структуры и световых характеристик ударных волн

В настоящее время достаточно подробно изучены вопросы ионизационной релаксации за фронтом ударной волны, распространяющейся в однородном газе, хорошо изучены также процессы излучения при не очень высоких температурах во фронте ударной волны. В данной главе приведены расчеты ионизации за фронтом ударной волны, распространяющейся в неоднородном газе, плотность которого изменяется по координате по экспоненциальному закону, получены спектральные потоки с фронта интенсивной ударной волны, движущейся по однородному газу.

Показано, что при движении сферической ударной волны в среде с экспоненциально меняющейся плотностью электронная концентрация n_e обладает азимутальной неоднородностью, получено оценочное выражение для величины азимутального угла, при котором будет иметь место максимальное значение $n_{e \max}$.

Исследование спектрального потока с фронта сильной ударной волны, распространяющейся по однородному газу, показало, что в длинноволновой ($\lambda > 0.75$ мкм) области спектра, в области однократной ионизации, поток носит существенно немонотонный характер.

Указанные эффекты в поведении n_e и свечении фронта ударной волны ранее не обсуждались. Такие явления могут иметь место, в частности, при разлете лазерной плазмы в фоновый газ с неоднородным распределением плотности.

5.3.1. Особенности ионизационной структуры ударных волн

На данный момент можно считать достаточно подробно изученными вопросы ионизационной релаксации за фронтом ударной волны, распространяющейся в однородном газе. Используя ударные трубы [Козлов и др., 1972], лазерную плазму [Басов и др., 1970] и другие средства генерации интенсивных ударных волн [Шурупов и др., 1985], изучены основные закономерности в поведении ионизационных и газодинамических характеристик газа за фронтом ударной волны. Значительно меньше изучены спектральные характеристики лучистого потока разогретого ударной волной газа.

В связи с решением прикладных задач существует необходимость в более подробном и всестороннем исследовании процессов, сопровождающих импульсное энерговыделение сфокусированного лазерного излучения в газе и на мишени. В частности, важные практические результаты по физике взаимодействия ионизирующих ударных волн и их распространению в газе с переменной плотностью можно получить при создании двух или нескольких разнесенных по времени и пространству лазерных пробоев в газе или при воздействии лазерного излучения на несколько мишеней в присутствии фонового газа.

Подробные экспериментальные исследования [Басов и др., 1970] ионизационной структуры одиночных ударных волн, образованных лазерной плазмой (ЛП), распространяющейся в фоновом газе постоянной плотности, показали, что наибольшая концентрация электронов n_e во фронте волны возникает в направлении, перпендикулярном плоскости мишени. Эта азимутальная неоднородность n_e соответствует азимутальной неоднородности скорости разлета ЛП и связана с использованием плоской мишени. В направлении, перпендикулярном мишени, скорость разлета максимальна и, соответственно, максимальна температура за фронтом волны, что и объясняет максимум n_e .

Однако при генерации и распространении ударной волны по фоновой среде неоднородной плотности ионизационная структура волны может быть существенно иной. Здесь мы остановимся на эффекте азимутальной неоднородности n_e при распространении волны в среде с экспоненциально меняющейся плотностью. Такое изменение плотности может быть вызвано предыдущей или рядом расположенной вспышкой, которая имеет место при распространении волны в верхних слоях атмосферы, и т. п. Экспоненциальную зависимость плотности от расстояния можно рассматривать как удобную для исследований форму аппроксимации поведения плотности на конечном пространственном интервале распространения волны.

Будет полагать, что ударная волна от сферически симметричного источника распространяется по газу, плотность которого экспоненциально меняется по одной из координат. Интерес представляет стадия однократной

ионизации, когда достигаются максимальные размеры ионизированной области и электронная концентрация экспоненциально зависит от температуры. При $\alpha = n_e / n \ll 1$ в равновесном приближении имеем:

$$n_e(T, n) = A\sqrt{n}T^{3/4} \exp(-J/2T), \quad (5.13)$$

где n, T, J — концентрация, температура и потенциал ионизации газа.

Максимальной концентрации n_e за фронтом волны будет соответствовать угол θ_m , который находится из условия $dn_e/d\theta = 0$. Используя (5.13), получаем

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} \left(\frac{3}{2} + \frac{J}{T} \right) = -\frac{1}{n} \frac{dn}{d\theta}. \quad (5.14)$$

Так как $T \sim P/\rho$, $P \sim E/R^3$, $n \sim \rho \sim \rho_0 \exp(R \cos \theta / \Delta)$, где P — давление за фронтом ударной волны; E — полная энергия газа в ударной волне; ρ_0 — невозмущенная плотность газа в точке энерговыделения; Δ — характерный масштаб изменения плотности (остальные обозначения приведены на рис. 5.2), то, используя решение Компанейца А.С. [Компанеец и др., 1962] для $R = R_0(1 - kR_0 \cos \theta / \Delta)$, получаем из (5.14)

$$\cos \theta_m = \frac{3}{4} \frac{\Delta}{R_0}. \quad (5.15)$$

Здесь $R_0 = \xi(E/\rho_0)^{1/5} t^{2/5}$, $k = 0.184$, $\xi = 1$, и мы привели упрощенные выражения для θ_m , используя тот факт, что $T/J \ll 1$.

Как следует из (5.15), на ранние моменты времени, когда $\Delta/R_0 \geq 4/3$, величина $\cos \theta_m = 1$, максимум n_e приходится на область максимальной плотности (под точкой энерговыделения на рис. 5.2). Однако начиная с определенного момента времени, когда $3\Delta/4R_0 < 1$, область максимальной элект-

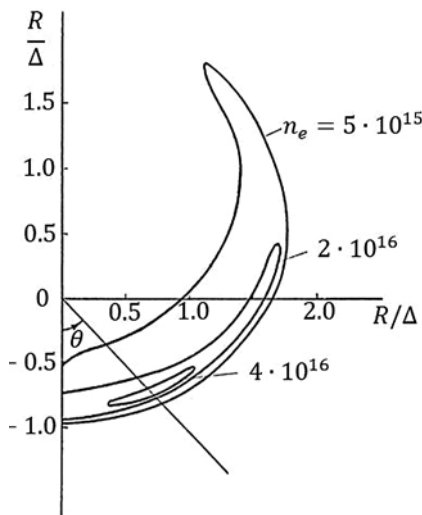


Рис. 5.2. Пространственное распределение электронной концентрации для ударной волны от лазерной вспышки. $E = 5$ Дж, $P = 0.5$ торр, $\Delta = 3$ см, $t = 7.3 \cdot 10^{-6}$ с, $R = 5.1$ см ($M = 10$)

ронной концентрации представляет собой своеобразные шаровые пояса. На рис. 5.2 показано полученное расчетным путем распределение n_e за ударной волной, причем для данного момента времени угол θ_m составляет величину $\sim 30^\circ$. Замыкание изоэлектронных поверхностей при малых θ происходит из-за низкой температуры на фронте, а при больших θ — из-за низкой концентрации. Естественно, для того чтобы возникла существенная азимутальная неоднородность в распределении n_e , необходимо, чтобы на масштабах порядка Δ волна оставалась еще достаточно интенсивной, чтобы ионизовать газ.

Если приближенно принять, что волна остается ионизирующей, если число Маха $M \geq M_*$, то из (5.15) получаем условие на энергию, при которой возможно образование шаровых поясов:

$$E > \frac{675}{256} \rho_0 \Delta^3 a^2 M_*^2, \quad (5.16)$$

где a — скорость звука в газе.

Наиболее часто в экспериментах с лазерной плазмой в качестве фоновых газов используют тяжелые инертные газы Ar и Xe, обладающие химической инертностью и высокой светимостью. Резкий подъем степени ионизации, например для Ar, наступает при $M > M_* \cong 10$ [Козлов, Ступицкий, 1969]. Так как размеры камеры в эксперименте (см., например, [Ананьин и др., 1983]) составляют $L = 10$ см, то, полагая в (5.16) $\Delta = 3$ см, $P_0 = 1$ торр, получаем для энергии волны в аргоне $E \geq 1.5$ Дж. То есть при давлении $P \sim 1$ торр достаточно энергии в несколько джоулей для исследования ионизационной структуры ударных волн, распространяющихся по газу неоднородной плотности. Отметим, что характерный временной масштаб развития ионизирующих волн в камере при указанных параметрах установки составляет 1–10 мкс.

5.3.2. Особенности световых характеристик ударных волн

Наряду с исследованием ионизации важную информацию об энергетике и развитии ударной волны несет спектральный лучистый поток с фронта волны. К сожалению, до настоящего времени мы практически не имеем экспериментальной информации о пространственно-временных характеристиках излучения ударных волн, образуемых лазерной плазмой. Вместе с тем широкие возможности, которые дает лазерная плазма для исследования динамических и кинетических процессов в плазме, движущейся с высокой скоростью, а также их важная практическая направленность дают основания для проведения подробных и всесторонних исследований, включая исследования спектральных лучистых потоков с фронта волны.

В данном разделе исследуются некоторые особенности во временном поведении спектральных потоков с фронта сферической ударной волны, распространяющейся по газу однородной плотности, и указана возможность их использования для определения энергии, заключенной в ударной волне [Ступицкий и др., 1987].

Будем полагать, что плазма во фронте волны оптически плотная, тогда полный спектральный поток с фронта сферической волны равен:

$$F_v = 4\pi R^2 S_{vp} = 4\pi R^2 2\pi h \nu^3 / c^3 \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right), \quad (5.17)$$

где R — радиус фронта волны; T — температура газа за фронтом.

Полный поток теплового излучения с фронта

$$\Phi(t) = \int_0^{\infty} F_v dt = 4\pi R^2 \sigma T^4. \quad (5.18)$$

Если не учитывать реальных свойств газа и предполагать газ совершенным ($\gamma = \text{const}$, постоянный показатель адиабаты), то из (5.17) следует, что на любом участке спектра величина $F_v(t)$ монотонно падает по мере распространения волны. Действительно, из (5.17) имеем

$$\dot{F}_v(t) = \frac{F_v(t)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} \left[2 \frac{\dot{R}}{R} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right) + \frac{h\nu}{kT} \frac{\dot{T}}{T} \right]. \quad (5.19)$$

Для сильной стадии $R(t) = \xi(E/\rho)^{1/5} t^{2/5}$ и, соответственно,

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{5t}; \quad \frac{\dot{T}}{T} = -\frac{6}{5t};$$

$$\dot{F}_v(t) = 2F_v(t) [2(1 - \exp(-x) - 3x)] / 5t(1 - \exp(-x)); \quad x = \frac{h\nu}{kT}.$$

Так как выражение в скобках всегда отрицательно, то $\dot{F}_v(t) < 0$ для любой длины волны, то есть спектральный поток монотонно падает во времени.

В действительности за фронтом волны в результате диссоциации (если это молекулярный газ, например воздух) и ионизации газа температура его значительно ниже, чем в приближении совершенного газа. На рис. 5.3 показано поведение во времени температуры и эффективного показателя адиабаты $\gamma_{\text{эф}}$ за фронтом сферической ударной волны, распространяющейся в ксеноне при давлении $P_0 = 1$ торр и энергии в волне $E = 5$ Дж. Здесь мы не рассматриваем зону ионизационной релаксации и предполагаем, что равновесные параметры достигаются сразу же за фронтом волны.

Если предполагать, что $T \sim t^{-\omega}$, то легко увидеть, что на отдельных временных интервалах $\omega < 4/5$, и тогда выражение в скобках (5.19) становится положительным. Таким образом, поведение $F_v(t)$ становится немонотонным — на отдельные моменты времени возможно существование перегибов и минимумов.

На рис. 5.4, 5.5 показано поведение во времени спектральных потоков с фронта сферических ударных волн, распространяющихся в аргоне и ксеноне при $P_0 = 1$ торр и $E = 5$ Дж. Эти кривые получены расчетным путем и указывают на то, что характер поведения $F_v(t)$ существенно зависит от длины волны излучения. Для коротких длин волн ($\lambda = 0.25$ мкм) поток

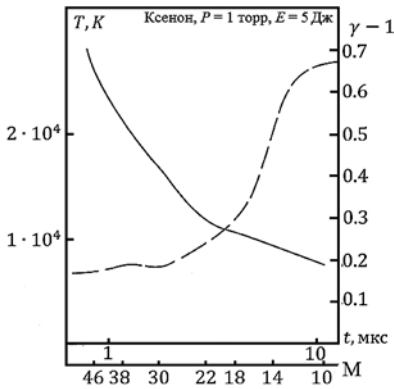


Рис. 5.3. Температура (сплошная линия) и $\gamma - 1$ за фронтом ударной волны в ксеноне

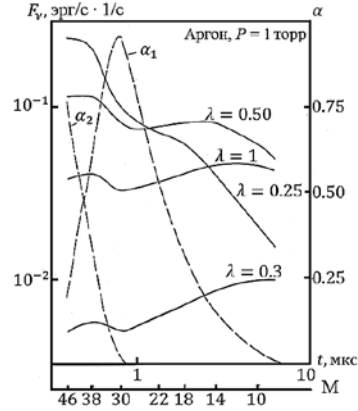


Рис. 5.4. Изменение спектрального потока F_v и степени ионизации α во времени для различных длин волн. Аргон, $E = 5$ Дж, $P = 1$ торр, γ — мкм

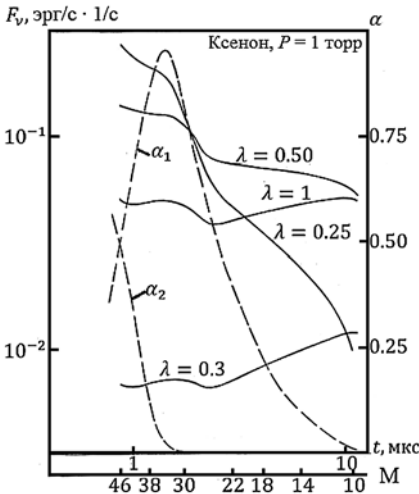


Рис. 5.5. Изменение спектрального потока F_v и степени ионизации α во времени для различных длин волн. $E = 5$ Дж, $P = 1$ торр, γ — мкм

монотонно падает по мере ослабления ударной волны. Вместе с тем для ИК-диапазона наблюдается «провал» в поведении $F_v(t)$, соответствующий максимуму однократной ионизации газа за фронтом волны.

Анализ выражения (5.19) показал, что минимум $F_v(t)$ в области однократной ионизации для аргона существует для волн с $\lambda = 0.45$ мкм, а для ксенона — для $\lambda = 0.7$ мкм. При малых $R(t)$, когда за фронтом волны возможна многократная ионизация газа, также возможно немонотонное поведение $F_v(t)$. Вместе с тем минимум, соответствующий однократной ионизации, является по времени последним, и далее $F_v(t)$ выходит на режим монотонного падения.

Следует отметить, что описанный эффект существования минимума $F_v(t)$ в длинноволновом диапазоне спектра, соответствующий области однократной ионизации газа, можно использовать для определения энергии ударной волны E . Действительно, как следует из анализа выражений для $R(t)$ и $F_v(t)$, время наступления минимума t_m для данного газа при заданном давлении P_0 однозначно связано с энергией волны E .

Подчеркнем, что описанный эффект в поведении F_v связан прежде всего с изменением термодинамических свойств газа при высоких температурах.

Описанные ионизационный и оптический эффекты имеют важное прикладное значение, поэтому их лабораторное экспериментальное исследование нашло бы свое применение при решении конкретных практических задач. Таким образом, показано существование не обсуждавшихся ранее эффектов образования максимума в распределении n_e по азимутальному углу при распространении ударной волны в неоднородном газе и немонотонности свечения фронта ударной волны в длинноволновом диапазоне спектра.

ГЛАВА 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯВЛЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ВЗРЫВ ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

6.1. Основные физические явления, сопровождающие взаимодействие мощного импульса лазерного излучения с веществом

Взаимодействие мощного импульса лазерного излучения (ЛИ) с твердотельными мишенями характеризуется необычайно большим спектром явлений, наблюдаемых в самых различных областях физики. Комбинация таких явлений едва ли встречалась при других ситуациях. К тому же эти явления происходят в объеме размером в несколько сотен микрон и временем жизни от нескольких сотен пикосекунд до нескольких десятков наносекунд. Результат воздействия лазерного излучения на вещество зависит не только от длины волны лазера λ и длительности лазерного импульса $\Delta t_{л}$, но и, главным образом, от поверхностной плотности потока излучения $q = Q/(S\Delta t_{л})$, где Q — энергия лазерного излучения в импульсе, S — площадь пятна на поверхности твердотельной мишени, на которую фокусируется излучение лазера. Величина q может изменяться в широком диапазоне — от 10^5 до 10^{18} Вт/см².

Явлений без фазовых изменений материала мишени можно ожидать только на уровне обычных импульсных лазеров при $q < 10^7$ Вт/см². При этом наблюдается термоэмиссия электронов (или ионов), включая многофотонную эмиссию и десорбцию нейтралей. В этих явлениях также могут играть роль другие лазерные параметры, такие как модовая структура, форма лазерного импульса, ширина полосы излучения и т. д.

С ростом плотности потока излучения поверхность металла нагревается до все более высоких температур. В результате начинается плавление и испарение материала. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что при заданной форме и длительности импульса существует достаточно определенная критическая плотность потока излучения $q = 10^6$ – 10^7 Вт/см² (зависящая от теплофизических характеристик облучаемого вещества), начиная с которой происходит интенсивное испарение вещества. Физическая картина разрушения кристаллической структуры вещества (плавления, испарения) подробно изложена в монографиях [Рэди, 1974; Анисимов и др., 1979]. Отметим лишь, что $q \sim 10^7$ Вт/см² является тем самым уровнем плотности излучения современных лазеров, который используется в настоящее время для лазерного обжига ионно-имплантированных полупроводников и обработки материалов.

При $q \cong 10^9$ Вт/см² происходит образование волн напряжения большой амплитуды в твердом теле. Аналогично ударным волнам (УВ) такие вол-

ны напряжения изменяют микроструктуру, т. е. дислокационную решетку. Этим они изменяют механические свойства вещества, что успешно применяется для увеличения прочности и твердости некоторых металлов и сплавов и для увеличения их предела усталости. При плотностях больше чем $q \sim 10^9$ Вт/см², получаемых от лазеров с модулированной добротностью или пикосекундных лазеров, получение плазмы является основным эффектом. При увеличении плотности потока растет температура начального сгустка, что сопровождается увеличением излучения лазерной плазмы (ЛП), прежде всего в рентгеновском диапазоне спектра. При дальнейшем росте плотности потока q доминирующим процессом поглощения плазмой ЛИ становится процесс нелинейного поглощения, и возникают эффекты деформации распределения параметров плазмы пондеромоторными силами, порог этого эффекта определяется как $q\lambda^2 > 10^{15}$ Вт/см² (здесь численное значение λ выражено в мкм). Для $\lambda \sim 1$ мкм, длительности лазерного импульса $\Delta t_n \sim 1$ нс и для площади фокусировки $S = \pi R_0^2 = 10^{-4}$ см² это требует энергии в импульсе $Q = 100$ Дж. Диапазон $q\lambda^2 > 10^{15}$ Вт/см² принадлежит области исследований по лазерному термоядерному синтезу [Дюдерштадт, Мозес, 1984].

Для $q\lambda^2 > 10^{18}$ Вт/см² скорость электронов в поле ЛИ становится сравнимой со скоростью света, и релятивистские эффекты становятся доминирующими. Однако большинство наиболее интересных эффектов и применений ЛП связано с диапазоном $q\lambda^2$ от 10^9 до 10^{14} Вт/см².

При фокусировке ЛИ на твердой массивной мишени количество испаряемого вещества обычно составляет порядка 10^{-6} г, и его дальнейший разогрев определяется длительностью лазерного импульса и его энергией. При этом могут существовать два режима разогрева ЛП: режим импульсного удержания и режим стационарного облучения.

Разлет горячей плазмы осуществляется за времена $t \sim R_0/c$, где R_0 — начальный размер плазмы, c — скорость звука в плазме (характерные величины $R_0 \sim 100$ мкм, $c \sim 10^7$ см/с, $t \sim 10^{-9}$ с). Если длительность импульса $\Delta t_n < 10^{-9}$ с, то энергия лазера вкладывается в плазму до начала ее разлета. Если $\Delta t_n > 10^{-9}$ с, то разлет плазмы и ее нагрев осуществляются одновременно.

Таким образом, в первом случае поведение ЛП по содержанию и последовательности физических процессов во многом аналогично поведению возмущенной плазменной области ядерного взрыва. Движение ударной волны, образованной плазменным факелом, аналогично сильному точечному взрыву в однородной нижней атмосфере.

Асимптотическое распределение газодинамических величин в области, охваченной движением, описывается известным решением Л.И. Седова [Седов, 1946]. Однако эксперимент показывает, что радиус фронта УВ в направлении луча лазера больше значения, даваемого формулой

$$R = \xi_0 \left(\frac{2E}{\rho} \right)^{1/5} t^{2/5},$$

за счет небольшого отклонения формы фронта от сферического, образующегося уже в процессе формирования плазменного факела [Басов, Крохин, 1970], но на большое время (≥ 200 нс) режим движения приближается

к асимптотическому. Следует также отметить, что при давлениях больше 50 мм рт. ст. исследование структуры УВ таким способом невозможно, так как перед мишенью возникает пробой воздуха и ЛИ не может достигнуть поверхности мишени. Однако, как показано в работе [Андрущенко, Ступицкий, 2020a], к настоящему времени развитие взрыва в нижней атмосфере на стадии развития УВ достаточно хорошо исследовано, в том числе и с учетом излучения. Разработаны двух- и трехмерные численные методики, описывающие как одиночные взрывы, так и взаимодействие двух или даже нескольких взрывов. Поэтому нет необходимости в специальном лабораторном моделировании самого процесса развития взрыва в ударно-волновой стадии, и практический интерес представляют лишь вопросы воздействия таких взрывов на различные объекты [Физика ядерного взрыва, 2009, 2010].

Под космическим ядерным взрывом (КЯВ) обычно понимают взрыв на высотах более 100–120 км, когда жесткое излучение практически беспрепятственно покидает центральную разогретую область взрыва за короткое время (10^{-7} – 10^{-5} с).

Хорошо известно понятие математического моделирования, подразумевающее равенство безразмерных критериев подобия для рассматриваемых аналогичных по содержанию явлений. В настоящее время при рассмотрении сложных явлений часто используют понятие физического или ограниченного моделирования, подразумевая под этим исследование близких по физическому содержанию и временной последовательности процессов, определяющих развитие двух аналогичных явлений [Подгорный, Сагдеев, 1969; Физика ядерного взрыва, 2013].

По отношению к КЯВ наиболее подходящими для «ограниченного моделирования» являются два подхода: использование лабораторных экспериментов с ЛП и крупномасштабных экспериментов с выбросом в верхнюю атмосферу легкоионизируемых газовых сгустков (например бария) или плазменных струй. В обоих случаях математически строгое моделирование даже отдельных стадий развития взрыва указанными способами невозможно, однако последовательность и физическое содержание процессов во многом аналогичны, что важно для формулировки достаточно адекватных физических моделей.

Ясно, что все основные особенности в физике развития возмущенной области КЯВ на высотах ~ 100 – 1000 км, а также его теоретическое и численное моделирование связаны главным образом как с очень низкой плотностью воздуха и влиянием геомагнитного поля на течение плазмы продуктов взрыва (ППВ) [Физика ядерного взрыва, 2009; Ступицкий, Холодов, 2012a, 2012b, 2019], так и с динамикой быстрых электронов, рожденных рентгеновским излучением [Кудрявцев и др., 1974], и бета-электронов [Ступицкий, 2006].

К фундаментальным и достаточно сложным по физическому содержанию и математическому моделированию относятся вопросы: формирования и динамики токов быстрых электронов, имеющие глобальный характер; неравновесных ионизационно-температурных и излученческих процессов; взаимодействия плазмы и разреженной ионосферы и форми-

рования ударно-волновой структуры; структуры взаимодействия фронта плазмы и геомагнитного поля; развития неустойчивости на фронте плазмы и формирования крупномасштабного струйного течения на поздней стадии динамики плазмы [Ступицкий, Холодов, 2012б].

Как показал анализ экспериментальных исследований [Бойко и др., 1972], температуру лазерной плазмы в начальной стадии развития факела при умеренных интенсивностях ядерного импульса ($\sim 5 \cdot 10^{11} - 10^{14}$ Вт/см²) можно приближенно аппроксимировать выражением:

$$T = 6.3 \cdot 10^{-4} q^{4/9}, \quad (6.1)$$

где T — яркостная температура, эВ; q — интенсивность ЛИ, Вт/см². Для указанного диапазона q получаем $T \cong 100 - 1000$ эВ, что соответствует скорости фронта для плазмы из алюминия $v = 6 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$ см/с, а для углерода $v = 9 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ см/с.

Таким образом, лазерная плазма по своим основным энергетическим характеристикам, содержанию и последовательности физических процессов является наиболее подходящим лабораторным объектом для «ограниченного моделирования» физических явлений при КЯВ. Такой подход существенно дополняет исследования по обоим столь разномасштабным плазменным явлениям, как КЯВ и ЛП, и позволил обнаружить и объяснить некоторые новые явления.

По физическому содержанию и временной последовательности весь процесс разлета и передачи энергии от ППВ окружающей среде можно приближенно разделить на несколько стадий. Самая ранняя радиационно-газодинамическая стадия представляет интерес прежде всего как фактор геофизического воздействия выделяющегося при взрыве жесткого ионизирующего излучения на разреженную ионосферу. Это тепловое рентгеновское излучение (РИ) с характерной температурой порядка 10^3 эВ.

6.2. Электромагнитные процессы в окружающем разреженном газе, генерируемые жестким излучением

Основная часть РИ поглощается в D -слое ионосферы, образуя так называемую нижнюю область повышенной ионизации на высотах $h \cong 40 - 80$ км [Физика ядерного взрыва, 2009]. В этой области плотность воздуха еще достаточно высока, чтобы можно было рассматривать рассеяние энергии образующимися под действием РИ фотоэлектронами в локальном приближении, когда $\lambda_e \ll \Delta$, где λ_e, Δ — средняя длина свободного пробега фотоэлектрона и высота однородной атмосферы. В работе [Ступицкий, Холодов, 2019] изложены результаты подробных численных исследований фотоионизации и возбуждения электронных состояний молекул и атомов в D - и E -слое атмосферы под действием жесткого излучения. Рассчитано временное поведение концентраций возбужденных частиц, определяющих их люминесцентное излучение. Однако на $h \geq 100 - 120$ км приближение локального энерговыделения неприменимо, и необходимо рассматривать динамику фотоэлектронов в геомагнитном поле с учетом разреженного

газа. Ясно, что фотоэлектронные токи приводят не только к ионизации, но и к возбуждению низкочастотных электромагнитных возмущений, которые привлекают все большее внимание в настоящее время в связи с их обнаружением при работе радионагревных стендов [Cohen et al., 2010].

В 70-е годы при исследовании ЛП был обнаружен эффект генерации так называемых спонтанных магнитных полей (СМП), возникающих при формировании и разлете ЛП и непосредственно не связанных с внешним магнитным полем [Stamper et al., 1971]. Так как этот вопрос мог представлять значительный интерес для понимания физических процессов при КЯВ, то в 80 годы, по существу, впервые был выполнен ряд работ по теоретическому и численному исследованию ЛП с целью использования полученных результатов при физическом моделировании наиболее сложных процессов в условиях КЯВ. В работах [Stamper et al., 1971; Ананьин и др., 1983] была экспериментально получена четкая двойная структура изменения СМП во времени на всех расстояниях (рис. 6.1) и впервые предложена теоретическая модель формирования первого максимума магнитного поля, полностью определяющая его зависимость от различных условий эксперимента. Расчеты показали, что в результате действия жесткого излучения из факела ЛП, даже при сравнительно небольшой температуре излучения (6.1), например при $T \sim 72$ эВ, фотоэлектронный спектр содержит значительное число электронов с энергиями 100–400 эВ [Ступицкий, 1983], имеющих значительный пробег в разреженном газе и ответственных за формирование пространственной токовой системы (рис. 6.2) [Ананьин и др., 1983].

Электромагнитное поле определяется системой уравнений Максвелла с соответствующими начальными и граничными условиями. Для ЛП можно выделить следующие характерные времена, соответствующие условиям эксперимента: $\tau \approx 30$ нс — время действия жесткого излучения; $\tau_{\phi} \approx 0.1$ нс — время движения фронта фотоионизирующего излучения; $\tau_l \approx 4$ нс — время пробега фотоэлектронов; $\tau_k \approx 10^{-6}$ с — время ионизации.

Таким образом, $\tau_k \gg \tau \gg \tau_l \gg \tau_{\phi}$, и задачу можно рассматривать в квазистационарном или даже стационарном приближении, где время входит как параметр (диффузия магнитного поля в фоновой среде происходит за

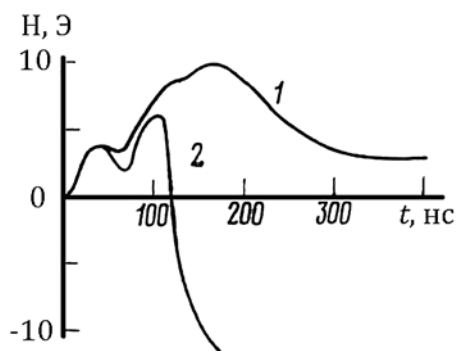


Рис. 6.1. Спонтанное магнитное поле для углеродной мишени при $P = 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $R = 1$ см, магнитное поле отсутствует $H_0 = 0$ (1) и 980 Э (2)

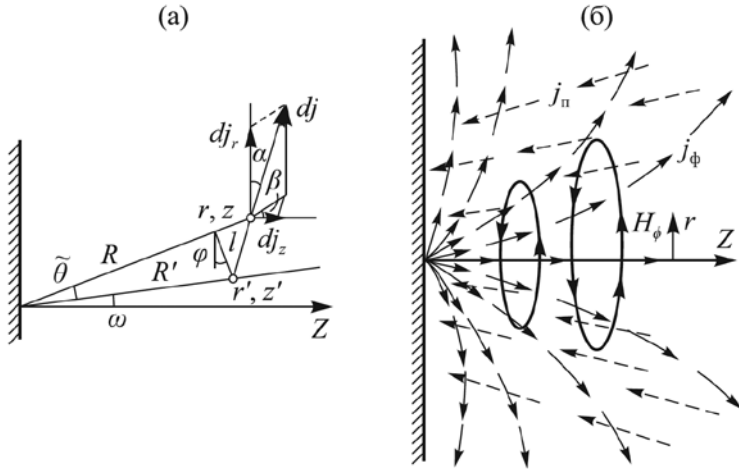


Рис. 6.2. Схема расчета (а) и качественная картина образования токовой системы (б)

время ~ 10 нс, поэтому применимо стационарное приближение). В стационарном двумерном случае уравнения Максвелла в сферической системе координат имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta H_\varphi &= \frac{4\pi}{c} [\sigma(R) E_R(\theta, R) - j_R(\theta, R)]; \\ -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R H_\varphi) &= \frac{4\pi}{c} [\sigma(R) E_\theta(\theta, R) - j_\theta(R, \theta)]; \\ \frac{\partial R E_\theta}{\partial R} &= \frac{\partial E_R}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Здесь учтены: ток проводимости σE_R , σE_θ и фотоэлектронный ток j_R , j_θ . Разлет фотоэлектронов компенсируется токами проводимости, часть которых замыкается на проводящий экран. Возникает система токов торoidalного типа, внутри которой существует магнитное поле. Качественная картина токов и магнитного поля показана на рис. 6.2.

В работах [Ананьин и др., 1983; Ступицкий, 1983] получены подробные выражения для расчета токов и ионизации воздуха перед фронтом плазмы. Так как проводимость металла ($\sim 10^{17} \text{ c}^{-1}$) на много порядков выше проводимости частично ионизованного воздуха ($\leq 10^{13} \text{ c}^{-1}$), то для простоты будем считать границу полупространства $\theta = \pi/2$ сверхпроводящей, т. е. $E_R(R, \theta = \pi/2) = 0$. Для E_θ , очевидно, должно выполняться условие $E_R(R=0, \theta) = 0$, что соответствует предельному условию на границе проводящей сферы при стремлении ее радиуса к нулю. Кроме того, при $R \rightarrow \infty$ поле должно вести себя так, чтобы интеграл энергии $\int \sigma E^2 dV$ оставался конечным.

Решение системы (6.2) находилось в виде разложения полей по нечетным полиномам Лежандра, так как при этом автоматически выполняется условие зеркального отражения токов относительно плоскости $\theta = \pi/2$. Некоторые результаты расчетов магнитного поля показаны на рис. 6.3. Оно

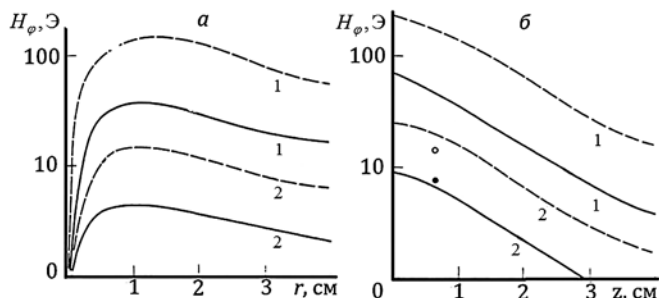


Рис. 6.3. Напряженность спонтанного магнитного поля в зависимости от расстояния r при $z = 1$ (а) и z при $r = 1$ (б) для $q = 10^{12}$ (сплошные кривые) и 10^{13} Вт/см² (пунктир), $P = 0.1$ (1) и 0.01 мм рт. ст. (2). Точки соответствуют $q = 5 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $R = 1$ см, $\theta = 45^\circ$ и $P = 0.1$ (светлая) и 0.01 мм рт. ст. (темная)

зависит от давления P и R так же, как фототок, то есть медленно падает с расстоянием и имеет максимум в зависимости от P . Амплитуда поля удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Выполненные расчеты компонент поля H_ϕ , E_R , E_θ показали, например, что при $R = 1.4$ см $E_R = 380$ В/м, то есть много меньше 10 кВ/м, поэтому пренебрежение вкладом поля в торможение фотоэлектронов по сравнению с ионизационными потерями оправдано.

Для фотоэлектронных токов от РИ КЯВ временные соотношения существенно иные:

$$\tau_k \gg \tau_l \gg \tau_\phi \gg \tau.$$

Поэтому эта задача существенно нестационарна и ее можно решать в предположении мгновенного воздействия РИ. Кроме того, на $h > 120$ км значительную роль играет неоднородность атмосферы, а следовательно, есть необходимость учета реального спектра фотонов и фотоэлектронов, которые сильно меняются с высотой [Физика ядерного взрыва, 2009]. Однако в основе решения этой задачи лежат подходы и результаты, изложенные выше применительно к лазерной плазме.

6.3. Физическое и численное моделирование ионизационно-динамических процессов мощного космического взрыва с помощью лазерной плазмы, разлетающейся в фоновый газ

В первой главе книги описаны основные особенности и результаты расчетов развития мощного взрыва в верхней ионосфере на $h \geq 100$ км. По установившейся терминологии эти взрывы называют космическими (КЯВ) или взрывами в околоземном космическом пространстве (ОКП) [Физика ядерного взрыва, т. 1, 2009]. Одним из главных физических процессов, определяющих развитие КЯВ, является передача энергии от вы-

сокоскоростной плазмы продуктов взрыва (ППВ) разреженной ионосфере в результате упругих и неупругих столкновений частиц в процессе взаимопроникновения, а также действия геомагнитного поля. В работе [Ступицкий, 2006] получено приближенное выражение для оценки радиуса торможения

$$R_t = \left[\frac{M_0}{\frac{4}{3}\pi\rho_0} \left(\sqrt{1 + \frac{u_0^2}{a_0^2}} - 1 \right) \right]^{1/3}, \quad (6.3)$$

где M_0, u_0 — масса и средняя скорость ППВ; ρ_0 — плотность фонового газа; $a_0^2 = c^2 + B^2/8\pi\rho_0$; c — скорость звука в ионосфере; B — напряженность геомагнитного поля.

В таблице 6.1 показаны изменения с высотой c, γ, μ , где γ — показатель адиабаты; μ — молекулярный вес. Ниже примерно 400 км определяющий вклад в торможение дает окружающий воздух, выше — геомагнитное поле. Таким образом, радиус торможения воздухом

$$R_g \approx \left(\frac{M_0}{\frac{4}{3}\pi\rho_0} \frac{u_0}{c} \right)^{1/3}. \quad (6.3a)$$

Физически это свидетельствует тому, что импульс плазмы передается воздуху, в котором в итоге генерируется звуковая волна $M_0 u_0 = 4/3\pi\rho_0 R_g^3 c$. Если действие фонового газа мало по сравнению с геомагнитным полем, то получим известное выражение, соответствующее равенству энергий

$$E = \frac{M_0 u_0^2}{2} = \frac{B^2}{8\pi} \frac{4}{3} \pi R_B^3, \quad R_B = \left(\frac{6E}{B^2} \right)^{1/3}. \quad (6.3b)$$

Таблица 6.1. Основные параметры ионосферы

h , км	150	200	250	300	360	400
T , К	635	859	940	973	988	993
n , см ⁻³	$5.5 \cdot 10^{10}$	$8.3 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^9$	$8.5 \cdot 10^8$	$2.8 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^8$
n_{e2} , см ⁻³	$3.5 \cdot 10^5$	$5.1 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^6$
$[N_2]$, см ⁻³	$2.7 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^9$	$4.4 \cdot 10^8$	$8.7 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^7$	$4.2 \cdot 10^6$
$[O_2]$, см ⁻³	$2.9 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^8$	$2.7 \cdot 10^7$	$4.4 \cdot 10^6$	$5.4 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$
$[O]$, см ⁻³	$2.4 \cdot 10^{10}$	$5.5 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^9$	$7.5 \cdot 10^8$	$2.6 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^8$
μ , г/моль	25.7	22.9	19.7	17.3	16.6	16.4
γ	1.49	1.55	1.59	1.63	1.65	1.66
c , см/с	$5.5 \cdot 10^4$	$6.9 \cdot 10^4$	$7.9 \cdot 10^4$	$8.7 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^4$

Следует отметить существенно различный характер торможения плазмы под действием поля и фонового газа. На рис. 6.4 показано изменение скорости плазмы для условия, когда $R_B = R_g$ ($\rho = 3.3 \cdot 10^{-15}$ г/см³, $h \cong 400$ км),

отдельно для торможения только полем (u_B) и только фоновым газом (u_g). Так как на всем протяжении торможения $u_g \ll u_B$, то время полного торможения газом значительно превышает время торможения полем. Из приближенного выражения для $u(R)$, полученного в работе [Ступицкий, 2006], можно оценить время торможения плазмы в предположении $u_0 \gg c$:

$$t_B = 1.4 \frac{R_B}{u_0}, \quad t_g = 0.43 \frac{R_g}{c}.$$

Таким образом, если степень ионизации плазмы очень мала и разлетается практически нейтральный газ, на который не действует поле, то за короткое время $\sim R_g / u_0$ его скорость быстро падает, и затем происходит медленный процесс его полной остановки за время $\sim R_g / c$. В верхней атмосфере при больших R_g это время может составлять ~ 10 – 100 с, и сам процесс остановки плазмы не реализуется в результате непрерывного перехода в крупномасштабное конвективное течение плазмы [Ступицкий и др., 2004; Холодов и др., 2004].

Таким образом, из выполненного анализа следует, что до начала заметного торможения плазмы существует достаточно протяженная по размерам область инерционного разлета плазмы как для взрывной плазмы (сотни метров), так и для лазерной плазмы, разлетающейся в не очень плотном газе (~ 1 – 2 см). На инерционной стадии в результате процессов ионизации, рекомбинации и перезарядки формируется зарядовый состав плазмы, который в дальнейшем и определяет характер ее взаимодействия с окружающей средой. Для этой стадии разлета ЛП и ППВ КЯВ разработан достаточно подробный математический аппарат, позволяющий рассчитывать ионизационный состав, линейчатое излучение и температуры электронов и тяжелых частиц в условиях сильной неравновесности [Ступицкий и др., 1985].

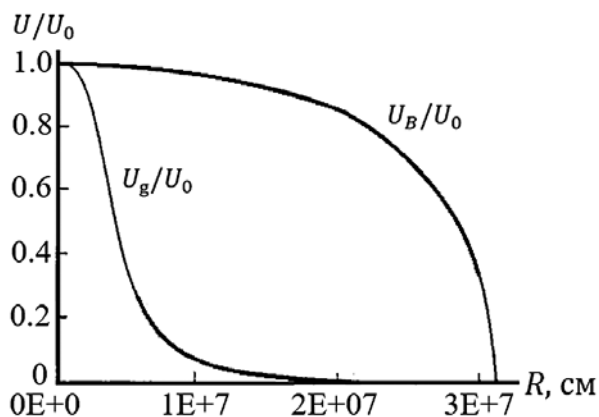


Рис. 6.4. Сравнение характера изменения скорости при торможении в однородном фоне и поле. Для $R_g = R_B$ при $\rho = 3.3 \cdot 10^{-5}$ г/см³ ($h \cong 400$ км)

Численная методика решения системы

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \operatorname{div}(n_z \mathbf{v}) = S_z; \quad (6.4)$$

$$\frac{3}{2} n \frac{\partial T}{\partial t} + n T \operatorname{div}(\mathbf{v}) = Q; \quad (6.5)$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + n_e T_e \operatorname{div}(\mathbf{v}) = S_{ee} + Q_e; \quad (6.6)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla P \quad (6.7)$$

реализована в лагранжевых координатах и основана на методе расщепления температур по физическим процессам. Правые части уравнений и численная схема решения даны в [Ступицкий и др., 1985; Ступицкий, Холодов, 2019]. Полученные решения хорошо согласуются с экспериментальными результатами по ионизационному составу, линейчатому излучению и электронной температуре для ЛП. Для ППВ сравнение с экспериментом по неравновесному излучению в некоторых линиях также дало хорошее согласие.

В результате численных исследований были обнаружены новые физические явления, имеющие фундаментальный характер: лазерный эффект при разлете ионизованной неравновесной плазмы взрыва [Ступицкий и др., 1985]; отсутствие полной закалки степени ионизации и, как следствие, медленное падение $T_e \sim 1/t$ по сравнению с адиабатическим ($1/t^2$) [Ступицкий и др., 1985]; процесс стратификации при разлете плазмы с существенно различными по молекулярной массе компонентами [Ступицкий, Харкунов, 2012], а также ряд других менее значимых эффектов, например выход на одинаковые асимптотические значения степеней ионизации всех компонент смеси [Коженкова и др., 2013]. По мере расширения ЛП плотность быстро падает и становится возможным процесс взаимопроникновения плазмы и разреженного фонового газа. Таким образом, процесс передачи энергии от плазмы окружающей среде в основном происходит в режиме взаимопроникновения, когда формируется многоскоростное течение: ионы плазмы, ионы фона, нейтралы плазмы и фона, электроны. В настоящее время не существует достаточно универсальных алгоритмов расчета многоскоростных течений, в которых бы учитывалось не только упругое взаимодействие частиц, но и неупругие столкновения, в которых происходит передача массы, импульса и энергии в процессе их взаимопроникновения. Поэтому эксперименты с лазерной плазмой играют важную роль в создании физических и численных моделей, адекватно описывающих процессы во взаимопроникающих многоскоростных течениях.

Чтобы понять характер взаимодействия ЛП и фона на стадии их взаимного проникновения, необходимо знать распределения в пространстве концентрации частиц обеих составляющих. Это можно сделать только с помощью спектральных методов. В работах [Ананьин и др., 1983; Ананьин и др., 1985] были выполнены первые достаточно подробные работы по исследова-

нию характера взаимопроникновения лазерной плазмы и фонового газа. На рис. 6.5, 6.6 показано поведение во времени различных ионов углерода и алюминия на различных расстояниях от мишени при очень низких давлениях ($P < 10^{-3}$ торр), когда влияние фона несущественно. Временное разделение ионов различной плотности связано, как показали расчеты, с рекомбинационными процессами. С ростом давления фона картина начинает постепенно меняться.

Для решения многих взрывных задач важное значение имеют вопросы формирования ударной волны и ионизационная структура волны, поэтому разумно остановится на этой стороне исследований взаимодействия лазерной плазмы с фоновым газом. Анализ спектральных исследований показал, что можно выделить три области различного влияния давления фонового газа на поведение плазмы (рис. 6.7):

(1) давление меньше 0.1 Па — фоновый газ не оказывает существенного влияния до расстояния от мишени;

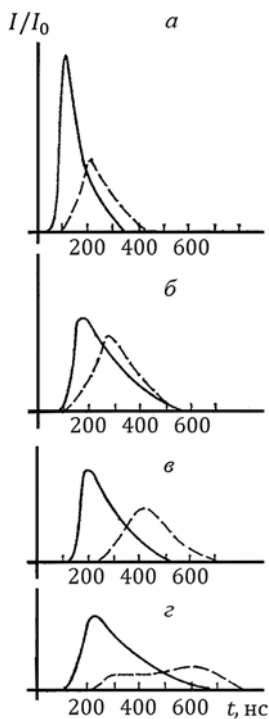


Рис. 6.5. Поведение относительной интенсивности линий С II (пунктир) и С III (сплошные линии) в зависимости от времени при давлении фона $P < 10^{-3}$ торр на различных расстояниях от мишени: а — $R = 5$ мм; б — 10; в — 15; г — 20

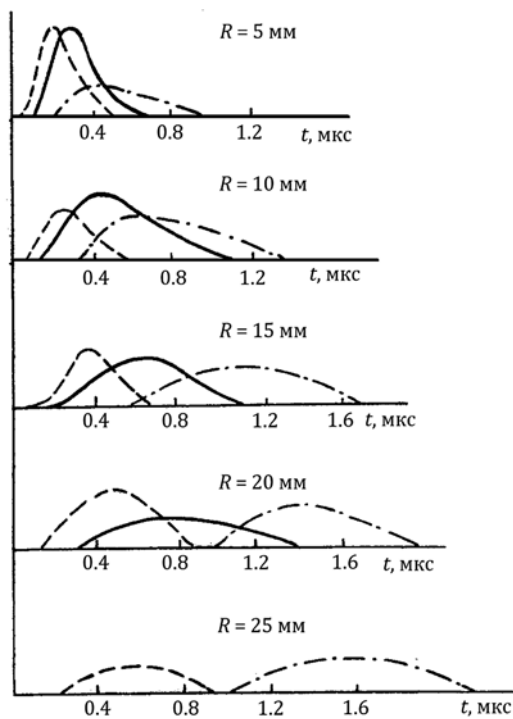


Рис. 6.6. Спектральные осциллограммы для различных линий Al на различных расстояниях от мишени при давлении фона $P < 5 \cdot 10^{-4}$ торр (штрихпунктирная линия — Al I; сплошная — Al II; пунктирная — Al III)

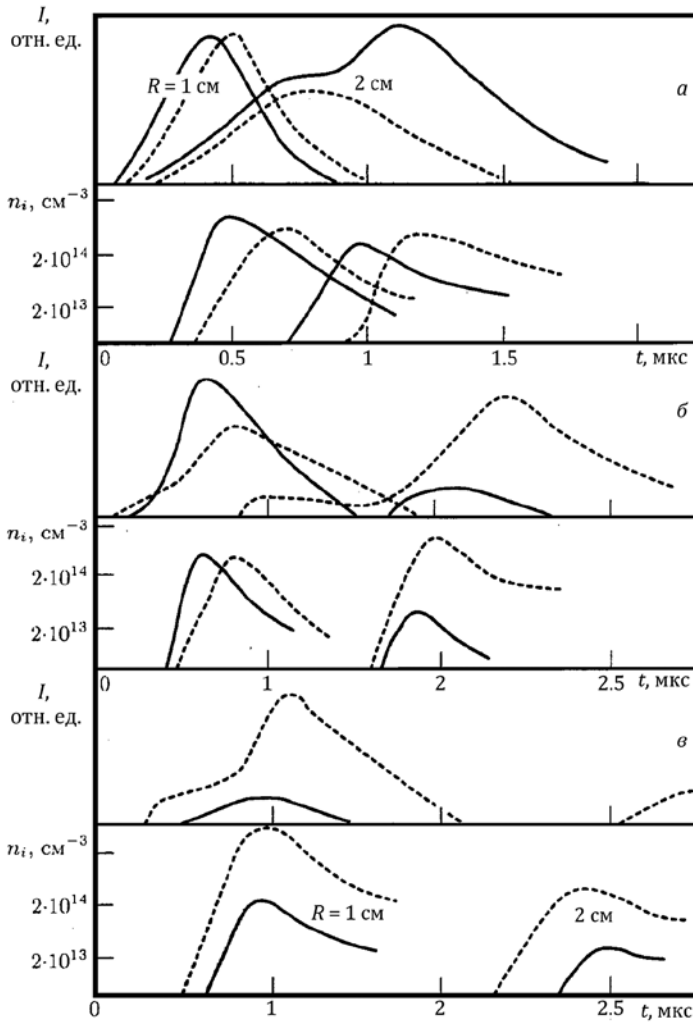


Рис. 6.7. Спектральные осциллограммы интенсивности линий I и результаты расчета концентраций n_i ионов Al III (сплошные линии) и Xe II (штриховые) на двух расстояниях R от пятна облучения и трех значениях давления фонового газа: а — $P = 2.6 \text{ Па}$ (0.02 торр); б — $P = 26 \text{ Па}$ (0.2 торр); в — $P = 260 \text{ Па}$ (2 торр)

(2) давление 0.1–100 Па — область взаимопроникновения, когда внутри плазменной струи происходит захват большего или сравнимого с лазерной плазмой числа частиц;

(3) давление более 100 Па — формируется ударная волна, а между лазерной плазмой и фоновым газом осуществляется пространственное разделение.

Полученные экспериментальные результаты дали основу для теоретического исследования динамических и кинетических процессов, происходящих при разлете лазерной плазмы в разреженную фоновую среду.

Процессы взаимопроникновения двух плазменных потоков описываются системой уравнений многожидкостной гидродинамики, определяющих поведение как лазерной плазмы, так и плазмы фона:

уравнения переноса ионов и электронов

$$\frac{\partial n_{\alpha z}}{\partial t} + \operatorname{div} n_{\alpha z} \mathbf{u}_{\alpha} = S_{\alpha z}; \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e \mathbf{u}_e = S_e; \quad (6.9)$$

уравнение переноса импульсов для ионов

$$m_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d\mathbf{u}_{\alpha}}{dt} = -\nabla p_{\alpha} + ez_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{E} + \mathbf{R}_{\alpha}; \quad (6.10)$$

уравнение переноса импульса для электронов

$$-\nabla p_e - en_e \mathbf{E} + \mathbf{R}_e = 0; \quad (6.11)$$

уравнение переноса внутренней энергии электронами

$$\frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} + n_e T_e \operatorname{div} \mathbf{u}_e = -\operatorname{div} \mathbf{g}_e + Q_e + S_{ee}; \quad (6.12)$$

уравнение переноса внутренней энергии ионами

$$\frac{3}{2} n_{\alpha} \frac{dT_{\alpha}}{dt} + n_{\alpha} T_{\alpha} \operatorname{div} \mathbf{u}_{\alpha} = -\operatorname{div} \mathbf{g}_{\alpha} + Q_{\alpha}. \quad (6.13)$$

Здесь индекс «e» относится к электронам; α ($\alpha = 1, 2$) — к ионам плазмы и фону; $S_e, S_{\alpha z}$ — скорость изменения концентрации электронов и ионов z -ой кратности и сорта α в ионизационно-рекомбинационных процессах; \mathbf{R}_{α} — среднее изменение импульса частиц рассматриваемого сорта α вследствие столкновения со всеми остальными частицами $\left(\mathbf{R}_{\alpha} = \sum_{\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} \right)$; \mathbf{g}_e и \mathbf{g}_{α} — плотности потока тепла, переносимого частицами данного сорта (электронами и ионами) и излучения; Q_e и Q_{α} — выделение тепла в газе частицами данного сорта вследствие столкновений с остальными частицами $\left(Q_{\alpha} = \sum_{\beta} Q_{\alpha\beta} \right)$; S_{ee} — скорость изменения электронной температуры T_e в ионизационно-рекомбинационных процессах; \mathbf{E} — напряженность электрического поля между ионами и электронами. Остальные обозначения обычные. Кроме того, $n_{\alpha} = \sum_z n_{\alpha z}$; $z_{\alpha} = \sum_z z n_{\alpha z} / n_{\alpha}$. В уравнениях импульса для электронов инерционный член пренебрегался.

К сожалению, в настоящее время в литературе практически нет работ по численному решению задач о взаимопроникающих многоскоростных плазменных потоках с учетом ионизационных процессов. В приведенной системе уравнений не учитывается перетекание массы, импульса и энергии, возникающее между компонентами, движущимися с различными скоростями, в результате ионизационно-рекомбинационных процессов и процессов перезарядки. Учет этих процессов существенно усложняет сам

лагранжев алгоритм, с помощью которого решалась данная задача. Для обмена импульсом и энергией в упругих столкновениях ($R_{\alpha\beta}$, $Q_{\alpha\beta}$) использовались выражения, полученные в локально максвелловском приближении для каждой компоненты, которые приведены в работе [Ступицкий, Холодов, 2019]. Для кулоновских столкновений сечения брались с поправками, рассчитанными в работе [Ананьин, Ступицкий, 1981] и возникающими за счет перекрытия электронных оболочек и, соответственно, увеличения эффективных зарядов сталкивающихся частиц. Отметим, что наряду со столкновительными процессами передачи импульса и энергии учитывались также процессы взаимодействия за счет развития микронеустойчивостей в плазменных потоках. Эффективные частоты столкновений бунемановской и ионно-звуковой неустойчивостей получены в работе [Галеев, Сагдеев, 1973] и приведены в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019]. Расчеты показали, что учет неустойчивостей не дал заметного вклада в $R_{\alpha\beta}$ и $Q_{\alpha\beta}$ по сравнению со столкновениями в рассматриваемом диапазоне давлений (разрыв T_e и T_i мал для развития ионно-звуковой неустойчивости, для которой необходимо выполнение примерного равенства $T_e \geq 6T_i$).

Расчет системы (6.8)–(6.13) проводился в одномерном сферически-симметричном приближении с использованием двух лагранжевых сеток — для плазмы и фона. Краевые условия задачи были следующие: при $t = 0$ задавалась плазменная сфера радиуса $R_0 \approx 0.015$ см с температурой T_0 , соответствующей энергии лазерного импульса, и плотностью ρ , соответствующей начальной плотности вещества мишени (Al, C). Наибольшую трудность в численном решении системы может представлять определение напряженности внутреннего электрического поля \mathbf{E} и скорости электронов \mathbf{u}_e . Так, непосредственное вычисление \mathbf{u}_e из уравнения движения электронов требует очень жесткого ограничения на временной шаг из-за большой скорости звука электронной жидкости. Нахождение же напряженности поля \mathbf{E} требует компенсации больших величин в правой части уравнения поля: $\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho$, где $\rho = \sum_k z_k e n_k$ — плотность заряда. Во избежание указанных трудностей напряженность поля выражали из (6.11), а скорость электронов находили из уравнения сохранения заряда:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_k z_k e n_k \right) + \operatorname{div} \left(\sum_k z_k e n_k \mathbf{u}_k \right) = 0. \quad (6.14)$$

Так как ни радиальные, ни азимутальные токи в данной системе не возникают, поскольку первые нарушили бы нейтральность, а вторые — сферическую симметрию задачи, то первый член в левой части (6.14) равен нулю. Тогда

$$\mathbf{u}_e = \frac{z_\alpha n_\alpha \mathbf{u}_\alpha + z_\beta n_\beta \mathbf{u}_\beta}{z_\alpha n_\alpha + z_\beta n_\beta}. \quad (6.15)$$

Температура представлялась в виде $T = yT_g$, где y — учитывает влияние кинетических процессов, а T_g — остальных процессов: изменение плотности, потоки тепла и излучения, подвод тепла за счет трения взаимопроникающих потоков плазмы и фона. Это позволило разделить процесс с существенно отличающимися характерными временами.

Было рассчитано несколько вариантов при различной плотности Хе. Масса лазерной алюминиевой плазмы принималась $M = 2 \cdot 10^{-6}$ г и полная энергия лазерного импульса $E = 2$ Дж. Это примерно соответствует $M = 10^{-6}$ г и $E = 1$ Дж для полусферического разлета и близко к условиям эксперимента.

На рис. 6.8 представлено временное поведение интенсивности линий Al III и Хе II. Сравнение концентраций ионов Al III и Хе II, полученных в расчете и эксперименте, дает удовлетворительное согласие не только по форме и соотношению амплитуд Al III и Хе II, но и по времени их появления. Это дает основание утверждать, что заложенная в расчет физическая модель близка к действительности.

На рис. 6.9 представлено пространственно-временное поведение газодинамических и ионизационных параметров при давлении (Хе) $P = 2 \cdot 10^{-2}$ торр. На рис. 6.9, а ярко выражен захват Хе лазерной плазмой, которая проходит через фон и в результате действия сил трения ускоряет его до тех пор, пока разница в скорости не исчезнет. Передний фронт плазмы тормозится слабее, так как сила ион-ионного трения пропорциональна $1/\omega^3$, а электрон-ионное взаимодействие мало из-за низкой концентрации электронов. Поляризационное взаимодействие ионов и нейтралов на порядки величин меньше указанных и поэтому не учитывалось.

На рис. 6.9, б показано поведение плотности Al и Хе. На расстояниях $R \sim 5$ см, что соответствует примерно трем длинам свободного пробега, у Хе вырабатывается характерный ударно-волновой профиль, и парамет-

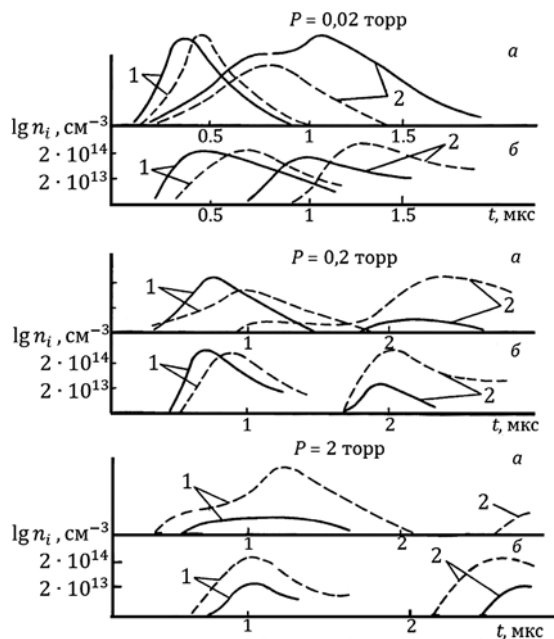


Рис. 6.8. Спектральные осциллограммы для интенсивности линий (а) и расчетные значения концентраций ионов (б) на заданных расстояниях $R = 10$ мм (1) и $R = 20$ мм (2) при различных давлениях

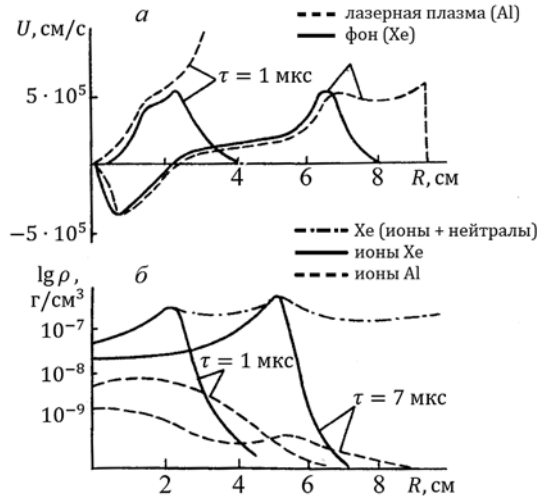


Рис. 6.9. Пространственное распределение скорости плазмы и фона (а) и плотности плазмы и фона (б) на два момента времени при давлении $P = 2 \cdot 10^{-2}$ торр

ры фона начинают вести себя как в обычной ударной волне. Кинетическая энергия Al и его плотность к этому моменту времени пренебрежимо малы по сравнению с фоном. На более ранние моменты времени профиль плотности фона существенно отличается от ударно-волнового (меньше по амплитуде и шире). Эти результаты хорошо согласуются с выводами работы [Башурин и др., 1982], где на основании уравнения Больцмана рассмотрен разлет частиц в разреженную среду.

На рис. 6.10 представлено поведение электронной температуры и степени ионизации при $P = 2 \cdot 10^{-2}$ торр. Профиль температуры в области $R < 5$ см не соответствует ударно-волновому ($T_e \cong 1/R^3$), а имеет почти постоянное значение ($T_e \approx 1/R^3$), что объясняется объемным характером взаимодействия лазерной плазмы и фона. Степень ионизации как Al, так и фона повторяет профиль температуры, поскольку характерное время ионизации $t_u \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ с, что меньше времени взаимодействия потоков.

На рис. 6.11 показана временная зависимость электронной температуры средней массовой частицы лазерной плазмы для различных вариантов. В качестве фонового газа был выбран азот при давлении $P = 0.2$ торр. Для всех трех расчетов четко выделены две стадии: стадия инерционного разлета с резким падением температуры ($t \sim 10^{-7}$ с) и стадия взаимопроникновения ($t \sim 10^{-7} - 10^{-5}$ с), характеризующаяся повышением температуры за счет хаотизации направленного движения ионов и атомов лазерной плазмы в столкновениях с частицами фона и электронами. Повышение электронной температуры связано с механизмом электрон-ионного трения, поэтому для различных вариантов минимум T_e достигается примерно на одно и то же время t^* . Действительно, в точке минимума спад температуры за счет расширения компенсируется выделением тепла в результате электрон-ионного трения: $T_e / t^* = Q_{ei}$. Учитывая, что $T_e \sim t^{-2}$ и $R_{ei} \sim u^2 / T^{3/2}$,

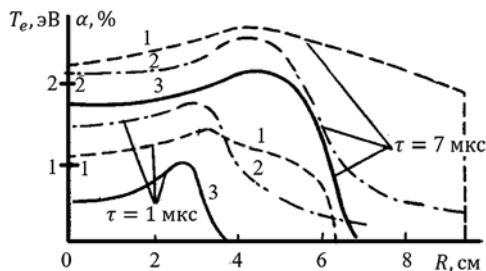


Рис. 6.10. Пространственное распределение температуры T_e и степени ионизации α на два момента времени:
1 — электронная температура;
2 — степень ионизации фона (Xe);
3 — степень ионизации плазмы (Al)

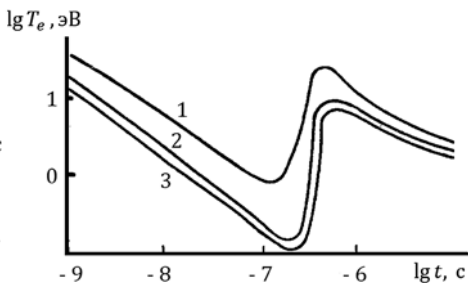


Рис. 6.11. Временная зависимость электронной температуры средней массовой частицы лазерной плазмы:
1 — $E = 10$ Дж, $M_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ г;
2 — $E = 2$ Дж, $M_0 = 10^{-6}$ г;
3 — $E = 0.5$ Дж, $M_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ г

где u — скорость разлета плазмы, получаем слабую зависимость: $t^* \sim u^{-1/3}$, которая имеет место в расчетах. Если бы t^* определяло механизм ион-ионных столкновений ($Q_{ii} \sim u^{-2}$), то $t^* \sim u^{2/3}$. Следует еще раз подчеркнуть, что даже при низких скоростях разлета плазмы ($u < 10^7$ см/с), когда $Q_{ei} < Q_{ii}$, учет электронных столкновений тем не менее необходим, так как именно они определяют повышение электронной температуры и в итоге формируют зарядовый состав взаимопроникающих потоков. Ион-ионные столкновения повышают температуру непосредственно ионов, но поскольку время выравнивания T_e и T_i оказывается, как правило, больше времени торможения лазерной плазмы, то и влияние ион-ионного трения на T_e и ионизационные параметры могут оказаться меньше влияния электрон-ионного трения.

Таким образом, представленные на рис. 6.9 результаты для $P = 2 \cdot 10^{-2}$ торр свидетельствуют о наличии ярко выраженного захвата атомов ионами лазерной плазмы, которая проходит сквозь фоновый газ и в результате действия сил трения ускоряет его до тех пор, пока разница в скоростях не исчезнет. На расстоянии примерно 5 см (см. рис. 6.10), которое соответствует примерно трем длинам свободного пробега, в ксеноне формируется характерный ударно-волновой профиль, и параметры фонового газа начинают вести себя как в обычной ударной волне. Профиль температуры электронов в области до 5 см от пятна облучения не соответствует ударно-волновому, а имеет почти постоянное значение (примерно 2 эВ), что объясняется объемным характером взаимодействия лазерной плазмы и фонового газа. Степень ионизации повторяет профиль температуры электронов.

Примечательным в поведении T_e на рис. 6.11 является наличие максимума. Он соответствует максимальной скорости падения кинетической энергии разлетающейся плазмы и максимальному поджатию электронов вследствие интенсивного взаимодействия потоков. Последующий спад электронной температуры связан в основном с адиабатическим расширением электронной жидкости, так как спад за счет теплопроводности имеет существенно бóльшие времена $t \sim 10^{-4}$ с, а потери на ионизацию не проис-

ходят, так как на этой стадии степень ионизации уже превосходит равновесную. Время фоторекомбинации также велико.

Зондовые измерения позволили обнаружить эффект ионизационного максимума в зоне взаимодействия лазерной плазмы и фонового газа. На рис. 6.12 в относительных единицах показана зависимость концентрации генерированных электронов $N_e = \int n_e(t)dt$ от давления для нескольких значений расстояния от пятна облучения. Для алюминиевой мишени в воздухе положение максимума наблюдается при давлении примерно 20 Па и не зависит от расстояния. Амплитуда максимума уменьшается с ростом расстояния. Следует отметить весьма узкий диапазон давления (12–25 Па), при котором наблюдается резкое нарастание ионизации во взаимопроникающем потоке плазмы и воздуха. Характер эффекта одинаков как для ксенона, так и для воздуха.

Пояснить суть процесса можно на весьма грубой модели [Ананьин, 1985], исходя в то же время из самых общих представлений. Законы сохранения импульса и энергии можно записать в виде:

$$Mv_0 = \left(M + \frac{4}{3} \pi l^3 \rho \right) v, \quad (6.16)$$

$$E = \frac{Mv_0^2}{2} = \left(M + \frac{4}{3} \pi l^3 \rho \right) \frac{v^2}{2} + E_\tau,$$

где M , v_0 — общая масса и скорость частиц лазерной плазмы, E_τ — энергия, переходящая в процессе взаимодействия в тепловую, l — длина пробега, на которой происходит захват частиц фонового газа лазерной плазмой. Из уравнений (6.16) можно получить выражение для тепловой энергии, которая определяет повышение температуры газа:

$$E_\tau = \frac{Mv_0^2}{2} \frac{\frac{4}{3} \pi l^3 \rho}{M + \frac{4}{3} \pi l^3 \rho}.$$

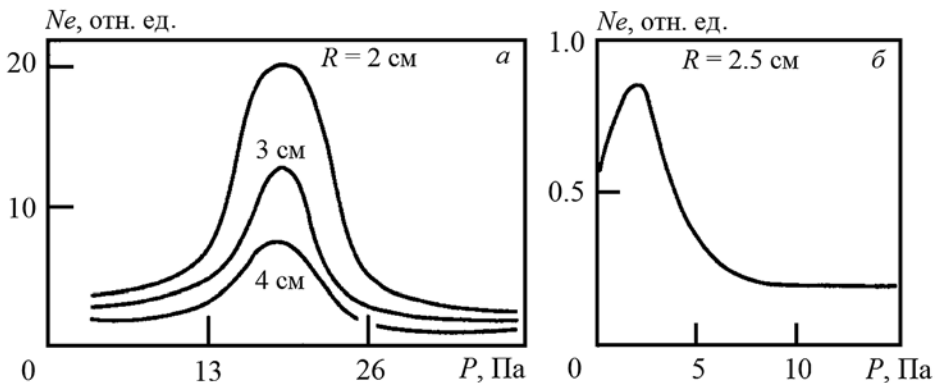


Рис. 6.12. Зависимость концентрации генерированных в воздухе (а) и ксеноне (б) электронов от давления фонового газа на нескольких расстояниях от пятна облучения алюминиевой мишени

Предполагая газ одноатомным и учитывая, что $E_r = \frac{3}{2} kTN$, где N — полное число частиц, можно получить выражение для температуры газа

$$T = \frac{\frac{Em_1}{c} \left(\frac{4}{3} \pi^3 \rho \right)}{\left(M + \frac{4}{3} \pi^3 \rho \right) \left(M + \frac{m_1}{m_2} \frac{4}{3} \pi^3 \rho \right)},$$

где m_1, m_2 — массы ионов плазмы и фонового газа.

Полагая $l = (n\sigma)^{-1}$, где $n = \rho/m_2$, можно получить, что максимум температуры приходится на значение концентрации частиц фонового газа:

$$n_m = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\pi}{\sigma^3} \frac{\sqrt{m_1 m_2}}{M}}. \quad (6.17)$$

При кинетической энергии частиц $\epsilon = \mu v^2 / 2 \geq 0.5$ кэВ основной вклад в рассеяние дают близкие «лобовые» столкновения, сечения которых рассчитаны в работе [Ананьин, Ступицкий, 1981]. Для оценки максимального значения концентрации приняты следующие значения исходных данных: $E/M = 5 \cdot 10^{13}$ эрг, $M = 10^{-6}$ г, $m_1 = 4.5 \cdot 10^{-23}$ г, $m_2 = 2.33 \cdot 10^{-23}$ г. Энергия относительного движения частиц принята $E = 7.65 \cdot 10^{-10}$ эрг = 0.48 кэВ, при этом $\sigma = 1.14 \cdot 10^{-16}$ см². Подставив эти данные в выражение (6.17), можно получить $n_m = 10^{16}$ см⁻³.

Было проанализировано взаимодействие лазерной плазмы с атомарным азотом в предположении, что диссоциация происходит при первых же столкновениях молекул азота с лазерной плазмой [Ступицкий, 2006]. Так как невозмущенный воздух (перед фронтом плазмы) в основном имеет молекулярный состав, то в переводе на концентрацию молекул получается $n_m = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что при комнатной температуре соответствует давлению 20 Па. Это значение хорошо согласуется с данными экспериментов. При одинаковом удельном энергокладе и массе лазерной плазмы легко оценить значение максимальной концентрации частиц для другого газа: например, для ксенона получается

$$n_m(\text{Xe}) = n_m(\text{N}) \left(\frac{m_{\text{Xe}}}{m_{\text{N}}} \right)^{13/4} \left[\frac{Z_{\text{N},\alpha} (m_1 + m_{\text{N}})}{Z_{\text{Xe},\alpha} (m_1 + m_{\text{Xe}})} \right]^3.$$

Так как $n_m(\text{N}) = 10^{16}$ см⁻³, то расчет по этому выражению дает $n_m(\text{Xe}) = 5.45 \cdot 10^{14}$ см⁻³, что соответствует давлению 2 Па.

Для проверки этой зависимости были выполнены зондовые измерения с использованием ксенона в качестве фонового газа. В результате получено, что максимальная концентрация наблюдается при давлении примерно 2 Па (см. рис. 6.12), что полностью согласуется с расчетными оценками. Аналогичные оценки для молекулярного водорода при прочих равных условиях дают давление, примерно равное 33 Па.

Необходимо отметить, что вплоть до давления 1 кПа расчеты не дают четкой контактной границы между ударно сжатым фоновым газом и тол-

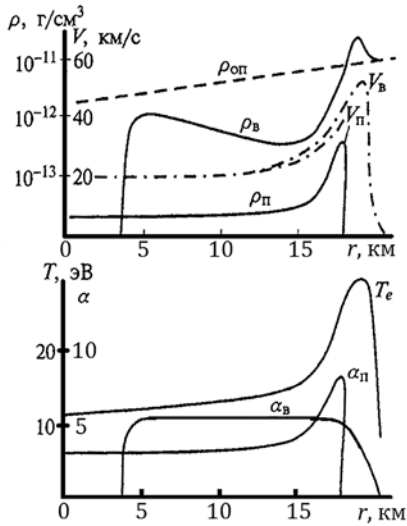


Рис. 6.13. Радиальное распределение скорости V , плотности ρ , электронной температуры T_e , степени ионизации α на стадии торможения плазмы ($t = 1$ с; $q = 1.26 \cdot 10^{22}$ эрг; $h = 150$ км)

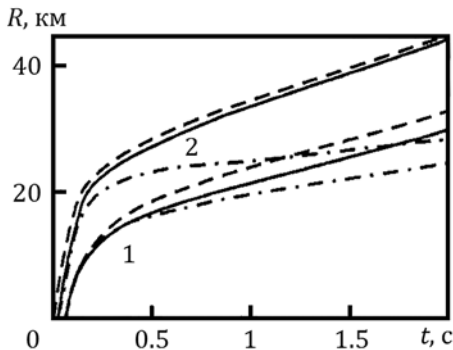


Рис. 6.14. Изменение во времени радиуса плазмы взрыва и ударной волны; 1 — $q = 300$ кт; 2 — $q = 1$ кт, $h = 150$ км. Сплошные линии — экспериментальная граница, штриховые — фронт ударной волны, штрихпунктирные — граница плазмы

волна отрывается от зоны их взаимодействия с воздухом и распространяется на большие расстояния, возбуждая и ионизируя воздух. Ионизационно-химический состав воздуха за фронтом ударной волны рассчитывается по кинетической схеме, изложенной в работе [Ступицкий, Холодов, 2019].

На рис. 6.14 показаны зависимости от времени радиусов фронтов плазмы и ударной волны для взрывов 300 кт (горизонтальное направление) и 1 кт

кающей плазмой. Зона взаимопроникновения существует, и именно во фронтовых слоях плазмы формируется ударная волна. Немонотонное поведение интенсивности излучения от давления фонового газа непосредственно связано с поведением концентрации электронов, а следовательно, и температурой электронов. Анализ результатов расчета температуры электронов подтвердил наличие максимума при определенном давлении.

Разработанная и оттестированная на экспериментах с лазерной плазмой численная методика расчета взаимопроникающих потоков использовалась при расчете ранней стадии развития космических взрывов. Расчеты показали, что в нижней части указанного ранее переходного диапазона высот (120–300 км) процесс взаимопроникновения плазмы в ионосферный воздух завершается сильным разогревом и образованием в нем мощной ионизирующей ударной волны. При этом в области формирования и движения ударной волны концентрация частиц плазмы значительно ниже концентрации захваченного воздуха. На рис. 6.13 показаны основные результаты расчета параметров зоны взаимопроникновения и ранней стадии формирования ударной волны для взрыва 300 кт на высоте 150 км, когда геомагнитное поле еще не оказывает существенного влияния на динамику возмущенной области.

После того как скорость ударной волны в воздухе превысит скорость фронта плазмы продуктов взрыва,

(вертикальное направление) на высоте 150 км. Масса взрывного устройства принималась равной 1 т. Там же показаны результаты оптических наблюдений за развитием области взрыва. Можно отметить хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов. Анализ этих двух взрывов показал, что в первом случае (300 кт) основной вклад во взаимодействие плазмы и воздуха дают электрон-ионные столкновения, во втором случае (1 кт) взаимодействие потоков осуществлялось главным образом через ион-ионные и ион-нейтральные столкновения. Выполненные расчеты показали сравнительно слабую зависимость максимального радиуса разлета плазмы от энергии взрыва ($R_M \approx 30$ км на высоте 150 км), в то же время размеры ионизированной области, образованной ударной волной, отличаются существенно. Так, на время 5 с для энергии взрыва 300 кт $R_\phi \approx 70$ км, а для 1 кт $R_\phi \approx 40$ км; максимальная кратность ионизации в первом случае достигает $z_M = 5$, а во втором — всего лишь 2. Для взрыва на 300 км также наблюдается удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом. Таким образом, эксперименты позволили оттестировать как динамическую, так и кинетическую часть методики по расчету ионизирующего действия ударной волны космического ядерного взрыва.

Образование разогретой области в результате передачи энергии от разлетающейся плазмы окружающей среде в процессе их взаимопроникновения (а не через контактную границу, как это обычно имеет место быть при высокой плотности среды), как показали расчеты, имеет важную отличительную особенность — четко выраженный максимум концентрации электронов в возмущенной области при определенной плотности окружающей среды. Этот эффект существования максимума концентрации и температуры электронов был доказан численно и аналитически, а также убедительно подтвержден зондовыми и спектральными экспериментами на лазерной плазме. В соответствии с выражением (6.17) максимум ионизации при КЯВ должен наблюдаться на высотах ~ 250 км.

6.4. Исследование процессов генерации магнитного поля при образовании и разлете лазерной плазмы.

Рэлей-тейлоровская неустойчивость

Разлет высокоскоростной плазмы в фоновый газ и магнитное поле при определенных условиях приводят к развитию неустойчивости и генерации магнитного поля на фронте плазмы [Ананьин и др., 1983; 1984]. Разлет плазмы происходит осесимметрично относительно перпендикуляра к мишени. При этом из-за термоэлектрических токов, имеющих градиентную природу, и эмиссии электронов из фокальной области в самой плазме возможно формирование объемной азимутальной структуры магнитного поля [McKee, 1974; Горбунов, 1984; Захаров, Шайнога, 1988]. Однако, несмотря на большое количество проведенных экспериментальных работ, полученные результаты сильно отличаются друг от друга, причем различия носят не только количественный, но и качественный характер, обусловленный различными условиями эксперимента, а в расчетах — использованием

ряда допущений. При плотности потока лазерного излучения $q \sim 10^8$ Вт/см² магнитное поле внутри плазмы составляет не более нескольких десятков гаусс, поэтому оно не оказывает заметного влияния на ее динамику. Кроме того, вся полевая структура в значительной степени сносится с самой плазмой, в которой эта структура генерируется. При развитии космического взрыва наибольший интерес представляет магнитное поле на фронте сильно ионизированной разлетающейся плазмы взрыва.

При исследованиях развития КЯВ можно рассматривать три основных механизма, определяющих взаимодействия плазмы и поля в сильно разреженной ионосфере: диамагнитный эффект сильного вытеснения поля плазмой, когда процесс диффузии поля в плазму за время ее торможения не успевает существенно изменить структуру вытесненного из плазмы поля; развитие микронеустойчивостей вблизи фронта, определяющих диффузию поля в плазму; образование вблизи фронта плазмы «магнитной стенки», при прохождении через которую ионы фона отбирают кинетическую энергию у плазмы — это так называемый Лонгмайровский механизм взаимодействия взаимопроникающих потоков во внешнем магнитном поле. Этот ламинарный механизм торможения плазмы при уменьшении столкновительного взаимодействия был предсказан Лонгмайром, исследовался экспериментально и достаточно подробно изложен в работе [Ступицкий, Холодов, 2019]. Степень реализации и физические процессы в каждом из указанных трех механизмов существенно зависят от степени ионизации плазмы после завершения инерционной стадии разлета, степени ионизации и общей концентрации частиц в окружающей ионосфере.

Как показал натурный эксперимент «Морская звезда» и многие лабораторные эксперименты, в частности описанный ниже эксперимент с лазерной плазмой, расширение плазмы в магнитное поле может приводить к формированию неоднородного течения в виде струй в результате развития желобковой неустойчивости на фронте плазмы. Тогда неприменимы описанные выше физические представления и оценки, сделанные для ламинарного торможения, прорыва или всплывания плазмы. Ясно, что численное трехмерное моделирование такого струйного течения должно основываться на достаточно проработанных физических представлениях о развитии такой крупномасштабной неустойчивости. В настоящее время в связи с резко возросшими вычислительными возможностями интерес к исследованию неустойчивости рэлей-тейлоровского типа (РТН) сильно возрос. Это относится прежде всего к задачам атмосферной крупномасштабной газодинамики.

После основополагающих работ Тейлора [Taylor, 1946, 1950] Ферми впервые исследовал РТН в сильно нелинейной стадии [Ферми, 1972] и получил асимптотические параметры струи, уточненные затем расчетным путем [Ферми, Нейман, 1972]. Оригинальность подхода Ферми заключалась в использовании функции Лагранжа.

Применительно к плазме в магнитном поле РТН, или желобковая неустойчивость, описана в классических работах Кадомцева и Лонгмайра [Кадомцев, 1963; Лонгмайр, 1968] для равновесной, покоящейся границы между диамагнитной плазмой и полем. На макроуровне неустойчивость

границы плазмы по отношению к желобкам, вытянутым вдоль поля, связана с изменением поля на вершине возмущения и увеличением во впадине. На микроуровне — происходит поляризация зарядов на гребне возмущения, что приводит к электрическому дрейфу плазмы в $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]$ направлении, т. е. к дальнейшему росту гребня.

Для КЯВ наибольший практический интерес представляет ситуация, когда плазма, обладающая высокой кинетической энергией, затем тормозится внешним магнитным полем или поле действует совместно с фоновым газом. В этом случае ускорение в системе координат, связанной с плазмой, направлено вовне, и в случае отрицательного градиента плотности, на границе плазма — газ, возникает условие для развития РТН. В работах [Poukey, 1969; Philipp, 1971] проанализированы условия возникновения РНТ такого типа применительно к разлету плазмы в магнитном поле без учета диссипации. По оценкам [Poukey, 1969] к неустойчивости могут приводить лишь очень коротковолновые возмущения (с волновыми числами $k = 2\pi R / \lambda \geq 10^4$). При торможении продуктов взрыва в воздухе развитие неустойчивости приводит к быстрой турбулизации контактной границы [Анисимов, Зельдович, 1977] и перемешиванию продуктов взрыва и воздуха. Численное исследование нелинейной стадии с заданием сложных, многомодовых начальных возмущений стало возможным лишь сравнительно недавно [Змитренко и др., 1997; Розанов, Степанов, 1997].

Однако на рост возмущений, особенно коротковолновых, существенное влияние могут оказывать диссипативные процессы: вязкость и электропроводность плазмы, характерные времена которых для условий рассматриваемой задачи соотносятся как $\tau_\mu / \tau_\sigma < 1$.

В работе [Ступицкий, 2006] была разработана приближенная теоретическая модель РТН в присутствии внешнего магнитного поля и газа и с учетом вязкости при описании перетекания плазмы между желобками. Эта модель хорошо согласуется с результатами экспериментов на лазерной плазме и позволила объяснить формирование крупномасштабной плазменной струи при КЯВ и ее долготный наклон в западном направлении примерно на 10 градусов. Эти результаты достаточно подробно изложены в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019].

При $h \leq 300$ км основной вклад в торможение дает ионосферный воздух, поэтому вопрос о структуре фронта и развитии неустойчивости в отсутствие внешнего магнитного поля представляет существенный интерес. Эти исследования также выполнены на лазерной плазме, и показано существенное различие в поведении параметров на фронте плазмы при высоком и низком давлении фонового газа. Обычно развитие РТН в результате разлета продуктов взрыва в окружающем газе получают с помощью высокоскоростной фотографии. В работе [Ананьин и др., 1991] проведены исследования разлета лазерной плазмы в воздухе для широкого диапазона давлений в камере ($10^{-4} < P < 10$ торр). Использовался N-лазер с плотностью потока $q \approx 3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² ($t_\lambda \approx 30$ нс). Свечение ЛП при разлете в разреженный газ регистрировалось интегрально в спектральном диапазоне длин волн 0.38–0.85 мкм. Как было показано выше с помощью других диагностик, рассматриваемый диапазон давлений можно разделить на три об-

ласти: область давлений $10^{-4} < P < 10$ мм рт. ст., которая характеризуется глубоким взаимопроникновением ЛП и окружающего разреженного газа; область $P \approx 1$ мм рт. ст., где формируется контактная граница между ЛП и ударной волной в газе; область $P > 1$ мм рт. ст., где разлет ЛП приводит к возникновению в газе УВ структуры с разделением контактной границей ЛП и УВ газа.

Проведенные эксперименты по высокоскоростной фотографии выявили следующие основные закономерности в указанных диапазонах:

1. Сравнение фотографий свечения, полученных для двух материалов лазерной мишени (Al, C), показало, что динамика сгустков ЛП на Al и C в основном аналогична, хотя спад свечения в углеродной плазме происходит значительно быстрее, чем в алюминиевой.

2. На основе фотографий свечения C-плазмы при $P = 10^{-4}$ мм рт. ст. для ряда моментов времени из соответствующих денситограмм следует, что на стадии интенсивного свечения ($t \approx 150$ нс) факел достаточно однороден по структуре; в более позднее время видна некоторая стратификация сгустка, связанная с наличием в ЛП быстрой и медленной ионных компонент.

С ростом давления картина разлета ЛП существенно меняется. Уже при $P = 10^{-3}$ мм рт. ст. становится заметной стратификация плазмы: быстрая компонента ЛП проникает в фоновый газ, медленная — тормозится в результате взаимодействия с фоном. При $P = 10^{-2}$ мм рт. ст. этот эффект виден более четко. Кроме того, при этом давлении проникновение ЛП в фоновый газ ведет к повышению интенсивности свечения в основном за счет перезарядки ионов ЛП. Свечение компонент прекращается почти одновременно через 550 нс после начала разлета. С дальнейшим ростом давления ($P = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.) зона взаимопроникновения сокращается, наблюдается поджатие плазмы на фронте — четко выделяется передний фронт области свечения, яркость которого резко повышается. Такой характер свечения является проявлением торможения не только глубинных слоев, но и торможения ЛП на фронте. Это подтверждает вывод, сделанный ранее на основе зондовых и спектральных изменений, о том, что уже при $P \sim 10^{-2}$ – 10^{-1} мм рт. ст. на стадии взаимопроникновения ЛП и фонового газа значительная доля энергии переходит в тепло, резко повышается температура и, соответственно, интенсивность ионизации и свечения газа.

3. При давлении воздуха $10^{-1} < P < 1$ мм рт. ст. наряду с увеличением торможения наблюдаются качественно новые процессы. На фронте и для Al, и для C-плазмы возникает турбулентность. Для C-плазмы ($P = 2.6 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., рис. 6.15, а-е) в течение первых 600 нс после начала разлета форма переднего фронта свечения является серповидной и гладкой, причем перед фронтом свечения существует ореол, пропадающий после возникновения неустойчивости, которая выражается в нарушении серповидной формы свечения через 1000 нс после начала разлета ЛП (рис. 6.15, ж-к). На больших временах (1 мкс для $P = 2.6 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст.) наряду с развалом за счет турбулентности головной части свечения происходит формирование отдельной области свечения, которая во времени приобретает форму «скобы», движется с небольшой скоростью до 3 мкс после начала разлета ЛП. Рост турбулентности увеличивается при

$P = 0.5$ мм рт. ст., т. е. рост давления увеличивает число выбросов на фронте плазмы [Большов и др., 1988]. Рост давления приводит также к росту интенсивности и размеров «скобы» (рис. 6.16). Таким образом, торможение фронта ЛП приводит к появлению как турбулентности, так и свечения в виде «скобы». Рассмотрим причины появления неустойчивости и «скобы».

Как показали выполненные ранее спектральные исследования, при $P \sim 10^{-1}$ мм рт. ст. взаимопроникновение ЛП и фонового газа невелико, и можно говорить о формировании контактной границы; примерно при тех же давлениях начинает развиваться неустойчивость (рис. 6.15). На контактной границе возможно возникновение рэлей-тейлоровской неустойчивости, в развитии которой можно выделить линейную стадию экспоненциального роста малых возмущений, нелинейную стадию и стадию турбулизации. Как показано в [Mitcher, Landshoft, 1964], динамическая ситуация с ускоренно движущейся границей в сущности аналогична ситуации для стационарных условий в поле силы тяжести.

В целом исследования последних лет показали, что возникновение турбулизации в результате развития РТН характерно для весьма широкого круга явлений, начиная от обычных взрывных задач и кончая поведением огромных масс вещества в астрофизике [Capriotti, 1973]. Исследование поведения малых возмущений (все возмущения задавались относительно контактной границы в виде $f' = j'_{cp} \exp[i(kr - \omega t)]$) для цилиндрически симметричной задачи разлета плазмы в фоновую среду в рамках квазистационарного приближения приводит к известному соотношению для развития РТН:

$$\omega^2 = -\frac{kg(\rho_{01} - \rho_{02})}{(\rho_{01} + \rho_{02})} = -kg\alpha,$$

где g — ускорение контактной границы плазмы; ρ_{01} — плотность ЛП; ρ_{02} — плотность фонового газа.

При этом время нарастания возмущений $\tau \sim (kg\alpha)^{-1/2}$. Граница плазмы будет устойчивой, если $\omega^2 > 0$, и, наоборот, — если $\omega^2 < 0$, то возмущения будут экспоненциально нарастать. Ускорение $g = |du/dt|$ (где u — скорость фронта ЛП) можно оценить из приближенного уравнения движения плазмы для модели, в которой при торможении ЛП захватываются частицы окружающего газа.

В работе [Ступицкий, 2006] получено аналитическое выражение для изменения скорости плазмы $u(R)$. Представленные в этой работе расчеты показывают, что максимум $|du/dt|$ достигается примерно при $R_m \approx 0.13R_T$, где R_T — радиус торможения (6.3а). В эксперименте неустойчивость начинает развиваться на расстоянии примерно $R \approx 1$ см при $P = 0.26$ торр. При данном

давлении и массе плазмы $M_0 = 10^{-6}$ г из (6.3а) $R_T = \left(M_0 u_0 \gamma / \frac{4}{3} \pi \rho c \right)^{1/3} \approx 6.9$ см и $R_m = 0.9$ см, что хорошо согласуется с экспериментом.

Образование на больших временах отдельной светящейся области в виде «скобы» объясняется тем, что в формировании контактной границы участвует прежде всего передний фронт ЛП, который тормозится, передавая энергию газу. В области переднего фронта ЛП происходит увеличение давления и температуры. Поскольку фронт ЛП сильно тормозится,

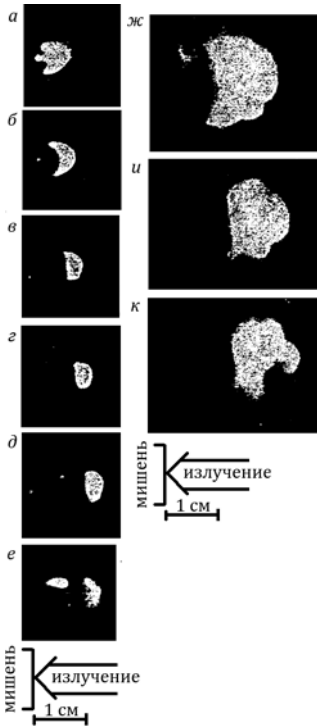


Рис. 6.15. Покадровые фотографии разлета лазерной плазмы (углерод) в воздух при $t = 430$ (а), 600 (б), 1000 (в), 1300 (г), 1800 (д), 2400 (е) нс и образование неустойчивостей при $t = 400$ (ж), 900 (и) и 1300 (к) нс для $P = 0.26$ мм рт. ст.

то глубинные слои ЛП, имеющие скорость большую, чем заторможенный фронт (а также частицы газа), налетая на область высокого давления, могут отразиться от этой области, как от стенки, или увеличивать давление до тех пор, пока не начнется волна разгрузки к области образования ЛП, т. е. время t прохода глубинных слоев ЛП к области высокого давления должно быть меньше времени выравнивания давления τ_k после разогрева газа. Форма и характер свечения, возникающие при этом, определяются геометрией и условиями эксперимента. Поскольку для ЛП, образованной на плоской мишени, существует векторная анизотропия разлета, то при столкновении глубинных слоев с областью высокого давления происходит частичное «обтекание» ее, что и формирует свечение в виде «скобы»

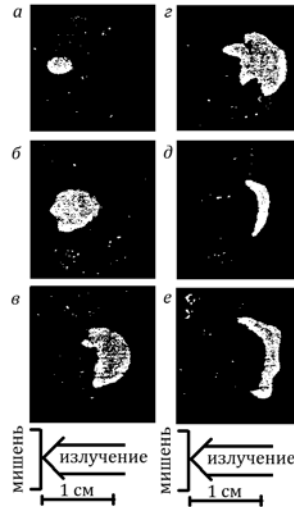


Рис. 6.16. Покадровые фотографии разлета лазерной плазмы (углерод) в воздух при $P = 0.5$ мм рт. ст. и $t = 20$ (а), 130 (б), 480 (в), 900 (г), 1500 (д), 2600 (е) нс

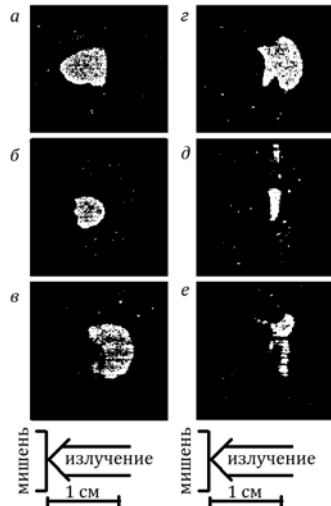


Рис. 6.17. Покадровые фотографии разлета лазерной плазмы (углерод) в воздух при $P = 2.5$ мм рт. ст. и $t = 50$ (а), 210 (б), 500 (в), 1000 (г), 1600 (д), 3000 (е) нс

(рис. 6.15, 6.16). Как видно из рис. 6.16, для $P = 0.5$ мм рт. ст. свечение в виде «скобы» возникает при $t > 1500$ нс и существует до 3 мкс. Из оценок следует, что здесь $\tau_k \approx R_c / c = 1.5 - 4$ мкс (где c — скорость звука) и условие $t \leq \tau_k$ выполняется удовлетворительно.

Покадровые фотографии разлета ЛП при $P = 1$ мм рт. ст. [Dyer, 1986] существенно отличаются от результатов, полученных при $P > 1$ мм рт. ст. Для $P = 2.5$ мм рт. ст. (рис. 6.17) все масштабы уменьшаются более чем в два раза (при тех же моментах времени) по сравнению с процессами при $P = 0$ мм рт. ст. При давлениях $P = 1 - 5$ мм рт. ст. неоднородности и неустойчивости, присущие давлениям $10^{-1} < P < 1$ мм рт. ст., не возникают. Фронт УВ имеет гладкую квазисферическую форму. Стратификация излучения и неоднородность наблюдаются в глубинных слоях в виде «скобы», как и при $10^{-1} < P < 1$ мм рт. ст.

Как показано в работе [Ананьин, 1984], генерация магнитного поля на фронте плазмы может происходить и в отсутствие внешнего магнитного поля, поэтому его называют спонтанным магнитным полем (СМП). На рис. 6.1 показана временная структура СМП по отношению к мишени при наличии и в отсутствие внешнего магнитного поля.

Как показано выше, первая часть сигнала связана с фотоэлектронными токами от жесткого излучения, возникающими так же, как при КЯВ. Вторая, более интенсивная часть сигнала, связана с переходами ЛП в точку измерения, и во всех экспериментах время его возникновения примерно соответствовало R/u , где R — расстояние до центра мишени, u — скорость фронта плазмы. Подробный экспериментальный и теоретический анализ всей структуры СМП, возникающего на фронте ЛП, дан в работе [Ананьин и др., 1984].

Чтобы рассмотреть начальный процесс генерации СМП, будем исходить из упрощенного уравнения для магнитного поля [Брагинский, 1963]:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c}{en_e} [\nabla T_e \cdot \nabla n_e] - \frac{c}{e} \text{rot} \left(\frac{R_0}{n_e} \right), \quad (6.18)$$

где T_e , n_e — температура и концентрация электронов; R_0 — термосила [Брагинский, 1963]. Как следует из уравнения (6.18), поле не может возникнуть, если $\nabla T_e \parallel \nabla n_e$.

Однако, как показано в [Большов, 1974], такое состояние оказывается неустойчивым по отношению к случайным малым источникам поля. Дело в том, что слабое магнитное поле (возмущение) создает холловский тепловой поток в перпендикулярном полю направлению, который приводит к появлению компоненты ∇T_e в этом направлении. Этот дополнительный градиент температуры, перпендикулярный градиенту плотности, определяет рост магнитного поля. Амплитуда поля при этом определяется профилем плотности и температуры плазмы [Альтеркоп и др., 1974]:

$$H = H_1 (n_{1e} / n_e)^{9/4} (v_1 / v), \quad (6.19)$$

где H_1 , n_{1e} — значение поля и электронной концентрации в некоторой начальной точке, откуда происходит развитие возмущения СМП; v — имеет смысл скорости сноса поля за счет основного градиента температуры:

$$\nu = 6.81 \frac{\tau_e}{m_e} \frac{dT_{e0}}{dr}, \quad (6.20)$$

где τ_e — время столкновительной релаксации электронов.

В результате детальных исследований пространственно-временной структуры СМП, выполненных в работе [Ананьин и др., 1984], был обнаружен не обсуждавшийся ранее экспериментальный факт, состоящий в том, что с ростом давления в камере кроме положительной части сигнала в более глубоких слоях плазмы появляется отрицательная составляющая поля (рис. 6.18, табл. 6.2).

Таблица 6.2. Приближенные экспериментальные значения давления воздуха, при которых на заданном расстоянии R появляется отрицательная составляющая СМП

P , мм рт. ст.	0.4	0.2	0.13	0.09	0.05
R , мм	5	10	15	20	25

Если при малом давлении сигнал имеет одну полярность (считаем ее положительной), то с ростом P положительная составляющая сигнала не исчезает, а лишь сокращается во времени; позже появляется отрицательная составляющая сигнала.

Чтобы понять, как влияют условия эксперимента на поведение магнитного поля на фронте плазмы, рассмотрим поведение электронной температуры и концентрации в ЛП, расширяющейся в фоновую среду. При расширении средняя концентрация и температура электронов падают. В результате столкновительного взаимодействия плазма передает свой импульс окружающему воздуху и тормозится.

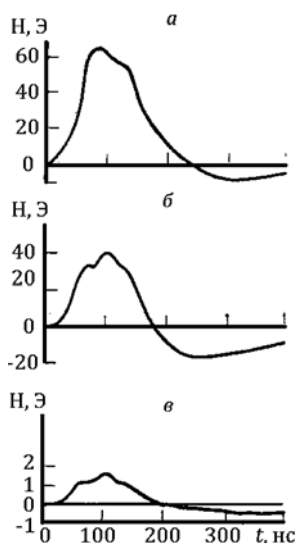


Рис. 6.18. Проявление отрицательной составляющей спонтанного магнитного поля: a — $R = 5$ мм, $P = 0.5$ торр; b — $R = 10$ мм, $P = 0.6$ торр; v — $R = 15$ мм, $P = 0.5$ торр. Внешнего магнитного поля нет

Оценки характерного радиуса торможения дают $R_x = 25; 11$ и 5 мм при $\rho = 0.01; 0.1; 1$ мм рт. ст. соответственно, то есть значения, по порядку величины совпадающие с теми, при которых появляется отрицательная составляющая СМП, причем зависимость близка к экспериментальной. Как показывают расчеты, в стадии интенсивного торможения плазмы, т. е. на расстояниях $\sim R_x$, профили плотности и температуры плазмы становятся резко немонотонными. Основная масса плазмы формируется вблизи фронта, где достигаются максимальные значения плотности и температуры. Таким образом, возникновение отрицательной составляющей СМП при определенных R и ρ соответствует возникновению немонотонного профиля $n(r)$, $T(r)$ в результате торможения и поджата плазмы вблизи фронта.

Весь процесс генерации и формирования пространственного распределения СМП можно представить следующим образом. Начальное возмущение поля приносится из фоновой среды в процессе расширения плазмы. На фронте плазмы, где $dT_{e0}/dr < 0$, $dn_{e0}/dr < 0$, это поле создает поток тепла и электронов $\sim [\mathbf{H} \cdot \nabla T_{e0}]$, перпендикулярный основным градиентным потокам $(-\nabla T_{e0})$. Таким образом, возникает дополнительный градиент температуры, перпендикулярный ∇n_{e0} , который в соответствии с уравнением (6.18) возбуждает магнитное поле на фронте плазмы. Токи электронов, возникающие в области $dT_{e0}/dr < 0$ (в первую очередь азимутальная составляющая тока), параллельны $[\mathbf{H} \cdot \nabla T_{e0}]$. В результате вязкости электронов создаются токовые возмущения того же направления и в области, где $dT_{e0}/dr > 0$. Эти токи в области $dT_{e0}/dr > 0$ генерируют СМП уже обратного знака. Распространяясь далее со скоростью v к центру плазмы, поле усиливается. Усиление поля происходит лишь в области, где существуют градиенты температуры и плотности (в области $dT_{e0}/dr > 0$, $dn_{e0}/dr > 0$). Смена знака СМП происходит в области, где dT_{e0}/dr и dn_{e0}/dr близки к нулю. Амплитуду поля по порядку величины можно оценить из уравнения (6.18):

$$H \approx cT_e / e\Delta^2 \approx cT_e R_x / eu\Delta^2,$$

где $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с; $e = 4.8 \cdot 10^{10}$ ед. СГСЕ; $\Delta \approx 0.5R_x$ — пространственный масштаб градиентов плотности и температуры. Подставляя $T_e \approx 1$ эВ, $R_x = 1$ см, $u = 2 \cdot 10^7$ см/с (характерные значения в эксперименте), получаем $H_x = 20$ Э. Таким образом, амплитуда СМП удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями.

Спонтанное магнитное поле, возникающее на фронте ЛП, не оказывает непосредственного влияния на ее торможение, так как сам фронт, с развивающимися на нем неустойчивостями, является генератором этого поля. Однако если ЛП разлетается в разреженный ионизованный газ, то с помощью СМП может происходить захват ионов фонового газа и передача импульса, что приводит к торможению самой плазмы. Такой процесс может представлять существенный интерес при решении астрофизических задач и вопросов, связанных с плазменными экспериментами в разреженной ионосфере. На рис. 6.19 показаны взятые из монографии [Физика ядерного взрыва, 2009] фотографии ранней стадии развития ядерного взрыва в D - и E -слоях ионосферы, где плотности воздуха различаются в $1.5 \cdot 10^5$ раз. При взрыве в D -слое между плазмой взрыва и воздухом реализуются усло-

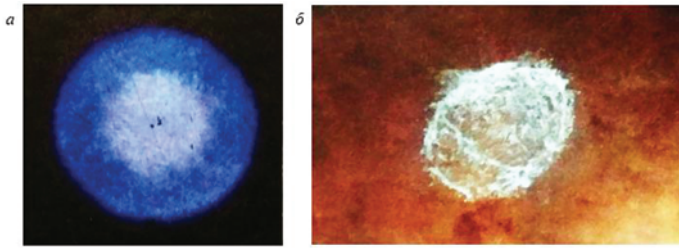


Рис. 6.19. Ядерный взрыв в D -слое (a) и E -слое (b) ионосферы

вия для развития обычной рэлей-тейлоровской неустойчивости. Для взрыва в разреженном воздухе E -слоя ионосферы четко видно развитие мелко-масштабной турбулентности на фронте разлетающейся плазмы, в то время как действие геомагнитного поля еще не проявилось в торможении плазмы на этой ранней стадии.

Таким образом, с помощью лазерной плазмы удалось обнаружить достаточно фундаментальное физическое явление, которое может сыграть существенную роль в адекватном описании многих крупномасштабных плазмодинамических процессов и создании соответствующих теоретических и численных моделей.

ГЛАВА 7. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА НА АСТЕРОИД ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПРОБЛЕМЕ АСТЕРОИДНО-КОМЕТНОЙ ОПАСНОСТИ

7.1. Краткий анализ состояния вопроса и основные подходы к решению проблемы астероидной опасности

В последние десятилетия значительное внимание научной общественности ведущих стран привлекает проблема предотвращения возможного столкновения с Землей крупных космических тел — астероидов и комет. Астрономические наблюдения, геологические данные, информация об эволюции биосферы и результаты космических исследований планет и их спутников убедительно показали, что катастрофические столкновения этих тел с планетами были не только в далеком прошлом, но и вполне вероятны в современную эпоху.

Земная атмосфера в целом полностью защищает нас от ударов космических тел размером до нескольких метров. Действительную опасность для Земли представляют столкновения с достаточно крупными телами — астероидами и кометами размером в несколько десятков метров. Именно такие столкновения и составляют смысл понятия астероидно-кометная опасность (АКО).

Книга [Астероидно-кометная ..., 1996] является, по-видимому, одной из первых в отечественной научной литературе попыткой изложить в виде обзора работы, выполненные к тому времени, по проблеме АКО. Многие из работ по этой тематике были представлены на проведенной в России международной конференции «Проблемы защиты Земли от опасных космических объектов (SPE-94)».

В проблеме АКО можно выделить следующие основные направления исследований [Андрущенко и др., 2007]:

1. Получение на основе совершенствования наблюдательной базы достаточно полных представлений о свойствах малых тел Солнечной системы, их эволюции и способах обнаружения и мониторинга. В работе [Астероидно-кометная ..., 2010] дана классификация, основные кинематические характеристики метеоров, астероидов и комет, а также краткая качественная картина последствий столкновения с Землей и оценка модельных схем противодействия с помощью ядерного взрыва (ЯВ). В работе [Borovička et al., 2013] проанализированы параметры Челябинского астероида.

2. Физические и численные исследования движения метеоров различного размера и состава в атмосфере Земли и их воздействия на ее мате-

риковую и океаническую поверхность. Всесторонний анализ этого круга вопросов проведен в монографии [Катастрофические воздействия ..., 2005] и в работах [Сеплеча, Revelle, 2005; McInnes, 2004].

3. Анализ возможностей современных ракетно-ядерных средств наведения и воздействия для создания системы защиты Земли от опасных космических объектов (ОКО) дан в работах [Коблов и др., 1997; Родионов и др., 1997; Дегтярь, Волков, 2013]. Следует отметить, что взгляд на этот вопрос существенно изменился за последние двадцать лет исследований проблемы. В работе [Астероидно-кометная ..., 1996] сделан вывод о том, что состояние наблюдательной базы не дает возможности осуществить защиту от астероидно-кометной опасности. Однако проанализированные в [Дегтярь, Волков, 2013] результаты выполненных за период с 1996 по 2013 год работ свидетельствуют о том, что создание системы защиты Земли на основе современных ракетно-ядерных средств практически исключает риск столкновения с планетой астероидов диаметром до 1 км.

4. Значительное количество работ посвящено важным и интересным физическим и численным исследованиям различных способов воздействия ядерного взрыва на астероид и возникающих при этом эффектов. Ясно, что результат действия ядерного взрыва определяет в итоге всю конкретную схему защиты от ОКО.

Как следует уже из приведенного краткого анализа, рассматриваемая проблема носит существенно комплексный характер. Однако несомненным фактом является то, что единственным реальным средством защиты Земли от астероидно-кометной опасности на настоящее время может служить только ядерный взрыв, который сам по себе и его воздействию на объект является достаточно сложным явлением [Физика ядерного взрыва, 2009] и требует всестороннего исследования. Но так как исходных данных по самим астероидам еще далеко не достаточно для строго количественного рассмотрения, то значительный интерес представляет качественный физико-математический подход анализа процессов воздействия ядерного взрыва на астероид, необходимый при формулировке концептуального облика системы защиты Земли от крупных астероидов на большом расстоянии от нее.

7.2. Физика воздействия различных факторов ядерного взрыва на астероид, их математическое описание и результаты расчетов

Очевидно, что возможны два физических механизма активного противодействия космической угрозе с помощью ядерного взрыва:

- уничтожение угрожающего объекта в результате его дробления на фрагменты размером не более нескольких метров, так как в этом случае возможно с большой степенью вероятности их дальнейшее полное разрушение в атмосфере планеты;
- увод тела с опасной орбиты в результате передачи ему импульса от плазменного потока взрыва, проникающих излучений, а также в результате реактивного действия массы, испаряющейся с поверхности тела.

Характер и результаты воздействия ЯВ на астероид зависят прежде всего от положения центра взрыва по отношению к поверхности астероида. В зависимости от этого взрывы подразделяют на:

- надповерхностный (взрыв происходит на определенном расстоянии от космического тела);
- контактный (на поверхности астероида);
- заглубленный (при проникновении ядерного заряда (ЯЗ) на несколько метров в тело астероида).

В зависимости от физических свойств, структуры вещества астероида и от расположения относительно его поверхности центра взрыва следует, по-видимому, учитывать при анализе как возможность фрагментации и образования осколков, так и образование испаряющегося вещества и частично ионизированной плазмы [Физика ядерного взрыва, 2009]. В настоящее время существуют лишь гипотетические данные о характеристиках вещества астероида [Ghiorso, Nevins et al., 2009; Chopelas, 1990].

Как показывает анализ ряда работ, проведенный в [Дегтярь, Волков, 2013], для разрушения астероида размером более 500 м при одноразовом воздействии требуется взрыв мощностью не менее нескольких десятков Мт, что представляет значительные трудности в ракетно-ядерном обеспечении доставки и наведения ЯЗ на объект, а также в отсутствии контроля и страховочной гарантии решения проблемы. Поэтому предлагается решить поставленную проблему в два этапа с использованием ракеты с двумя несущими ядерными модулями. На первом модуле размещается ЯЗ мощностью ~ 1–5 Мт, который и производит первое воздействие на астероид, сопровождающееся разрушением его на крупные фрагменты (10–100 м), и вместе с тем создает плазменно-пылевое облако. На втором, многоцелевом, модуле размещаются заряды малой мощности (1–10 кт) и радиолокационная система их наведения на крупные фрагменты — осколки астероида, образованные от первого мощного взрыва, применимая в условиях плазменно-пылевых помех с целью разрушения образовавшихся осколков.

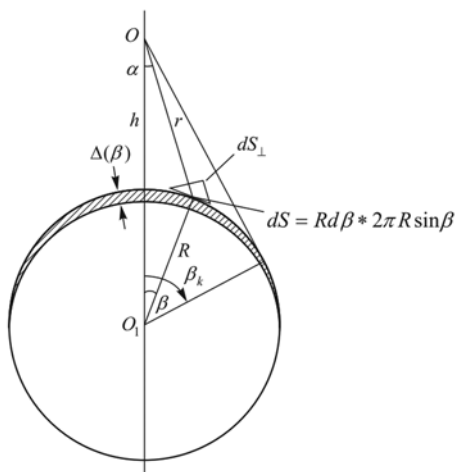
Как следует из вышеописанной концепции, для ее анализа необходимо хотя бы приближенное рассмотрение следующих физических аспектов проблемы:

- оценка массы испаренного газоплазменного облака, образовавшегося после первого мощного ЯВ, для оценки его влияния на эффективность наведения ЯЗ малой мощности на осколочные фрагменты астероида;
- приближенная оценка количества и размеров образовавшихся фрагментов.

Расчет испаренной массы необходим также для определения полученного астероидом импульса, который определяет скорость смещения с начальных орбит астероида и его осколков в случае фрагментации.

Следует отметить, что для решения задачи о смещении или дроблении астероида каждый из трех видов мощных взрывов (надповерхностный, контактный или заглубленный) обладает как своими преимуществами, так и недостатками.

Рассмотрим вопрос о воздействии мощного надповерхностного ядерного взрыва на астероид на значительном расстоянии от Земли. На астероид



$$\gamma = \frac{\pi}{2} - (\alpha + \beta); \quad dS_{\perp} = dS \sin \gamma = dS \cos(\alpha + \beta); \quad \frac{\Delta}{\lambda} = \sin \gamma = \cos(\alpha + \beta)$$

Рис. 7.1. Геометрия задачи по взрыву ядерного заряда над поверхностью астероида и ее обозначения: h — высота взрыва ядерного заряда; R — радиус астероида; r — расстояние от точки взрыва до элемента поверхности; dS — элемент площади поверхности астероида; $\Delta(\beta)$ — толщина слоя, в котором выделяется энергия, α, β — углы между осью симметрии OO_1 и элементом площади на поверхности астероида, α_k, β_k — соответственно их предельные углы

действуют: рентгеновское излучение (РИ), γ -излучение, потоки нейтронов и плазмы продуктов взрыва (ППВ). В результате воздействия этих факторов с возмущенного слоя поверхности астероида, обращенной к взрыву, уносится определенная масса разогретого вещества, и внутрь астероида распространяются ударные волны. В результате астероид получает импульс, смещающий его с траектории, и одновременно возможна его фрагментация.

Основными параметрами взрыва, определяющими импульс астероида, являются его энергия E , масса продуктов взрыва M_p и высота взрыва h над поверхностью астероида. На рис. 7.1 показана пространственная схема воздействия поражающих факторов ЯВ на астероид и угловая характеристика. Легко получить известную приближенную оценку оптимальной высоты взрыва h , при которой получаемый астероидом импульс максимален.

Пусть α_k и β_k максимальные углы, а Ω_{α} и Ω_{β} соответственно их телесные углы. Тогда в предположении независимости от угла толщины слоя Δ , в котором выделяется энергия, получим для массы слоя и выделенной в нем энергии выражения

$$M_c = \rho \Delta \Omega_{\beta} = 2\pi R^2 \rho \Delta (1 - \cos \beta_k),$$

$$E_c = \frac{E}{4\pi} \Omega_{\alpha} = \frac{1}{2} E (1 - \cos \alpha_k),$$

где ρ — плотность вещества астероида; M_c, E_c — масса и энергия, полученные слоем астероида толщиной Δ .

Тогда из общей связи интегральных величин массы M_c , импульса P_c и энергии E_c — $P_c^2 / 2M = E_c$ — получим

$$P_c = \sqrt{2\pi R^2 \rho \Delta E} \cdot \sqrt{(1 - \cos \beta_k)(1 - \cos \alpha_k)}.$$

Так как $\cos \alpha_k = \frac{r}{R+h} = \frac{\sqrt{(R+h)^2 - R^2}}{R+h}$; $\cos \beta_k = \frac{R}{R+h}$, то

$$P_c = \sqrt{2\pi R^2 \rho \Delta E} \cdot \sqrt{\frac{x}{1+x} \left(1 - \frac{\sqrt{(1+x)^2 - 1}}{1+x}\right)}, \quad (7.1)$$

где $x = h/R$. Дифференцируя по x и приравнявая производную нулю, получим

$$x_m = (\sqrt{2} - 1) \text{ или } h_m = (\sqrt{2} - 1)R. \quad (7.2)$$

Эта зависимость получена в предположении $\Delta = \text{const}$ и имеет чисто геометрическую природу.

Так как физическое содержание процессов, определяющих воздействие указанных выше поражающих факторов ЯВ, различно, то представляет интерес более подробное рассмотрение процесса формирования импульса астероида с учетом зависимости $\Delta(\beta)$. Это важно еще и потому, что возникающие при этом ударные волны имеют сферическую геометрию, а это может повлиять на процесс фрагментации.

Для конкретизации были приняты следующие параметры ЯВ: $E = 4.2 \cdot 10^{22}$ эрг, $M_p = 10^6$ г, молекулярный вес плазмы продуктов взрыва $A = 27(\text{Al})$, соответственно, количество ионов ППВ $N_p = 2.2 \cdot 10^{28}$.

Для мгновенного излучения высокоэнергетических нейтронов и γ -квантов было принято среднее значение 4 мэВ, а их количество — $N_n = 1.5 \cdot 10^{26}$ 1/Мт, $N_\gamma = 6 \cdot 10^{25}$ 1/Мт [Физика ядерного взрыва, 2009]. Для принятого значения удельной энергии $E / M_p = 4.2 \cdot 10^{12}$ Дж/кг средняя начальная температура ППВ $T \approx 3.6$ кэВ [Физика ядерного взрыва, 2009]. Были приняты следующие доли энергии для указанных факторов:

- в нейтроны $\delta_n = 0.023$;
- в γ -кванты $\delta_\gamma = 0.09$;
- в рентгеновское излучение $\delta_x = 0.87$;
- в плазму продуктов взрыва $\delta_p = 0.1$.

Для принятых значений энергии скорость нейтронов $v_n = 2.7 \cdot 10^9$ см/с, скорость фронта ППВ $v_{\text{фр}} = 1.2 \cdot 10^8$ см/с и, соответственно, средняя скорость $\bar{v}_p = \sqrt{3/5} v_{\text{фр}} = 0.93 \cdot 10^8$ см/с.

За время высвета нейтронов, γ - и рентгеновского излучения можно принять 100 нс [Физика ядерного взрыва, 2009]. Действие плазмы взрыва затянута во времени в соответствии с расстоянием от центра взрыва.

Если считать рентгеновское излучение планковским, то максимум его спектра будет приходиться на энергию квантов $h\nu_{\text{max}} = 2.82T \approx 10$ кэВ (1,24 Å).

В соответствии с работой [Солнечная система, 2017] большинство астероидов каменные (~ 92%). Если иметь в виду, что плотность кирпича

$\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$, кремния $\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$, гранита $\rho = 2.6 \text{ г/см}^3$, а достаточно обоснованные данные по физико-химическим свойствам и структуре материала астероидов неизвестны, то для расчета были приняты следующие значения: $\rho = 2 \text{ г/см}^3$; $A = 25 \text{ г/моль}$. Радиус астероида полагался равным 100 м.

Исходя из перечисленных выше параметров ядерного взрыва и материала астероида, проанализируем характер их взаимодействия.

Быстрые нейтроны испытывают упругое и дифракционное рассеяние на ядрах атомов [Мухин, 1993].

Суммарное сечение рассеяния равно $\sigma_n = 2\pi R_n^2$, где $R_n = 1.5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$.

Тогда пробег быстрого нейтрона будет $\lambda_n = \frac{1}{\sigma_n n} = \frac{A}{\sigma_n \rho N_A} = 11.8 \frac{A^{1/3}}{\rho} [\text{см}]$.

Для камня получаем для $A = 25 \text{ г/моль}$, $\rho = 2 \text{ г/см}^3$, $\lambda_n = 17.3 \text{ см}$ (для железа $A = 56 \text{ г/моль}$, $\rho = 7.9 \text{ г/см}^3$, $\lambda_n = 5.7 \text{ см}$).

Пробег γ -излучения $\lambda_\gamma \approx 16 \text{ см}$, пробег β -электронов $\lambda_\beta \approx 0.2 \text{ см}$. Так как максимум рентгеновского излучения приходится на кванты с энергией $\approx 10 \text{ кэВ}$, то поглощение таких квантов определяется главным образом ионизацией электронов с внутренних К-оболочек атомов. Используя водородоподобное приближение [Зельдович, Райзер, 2008]:

$$\sigma_\nu = \frac{7.9 \cdot 10^{-18}}{z^2} \left(\frac{h\nu_\Gamma}{h\nu} \right)^3.$$

Для $z = 13$; $h\nu_\Gamma = 2300 \text{ эВ}$ получаем $\sigma_\nu \approx 5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ и, соответственно, пробег $\lambda_\nu = 4.2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Как показано в работе [Смирнов, Ступицкий, 2010] на основе детальных расчетов в приближении молекулярной динамики, ионы ППВ проникают в вещество на глубину $\cong 1 \text{ мкм}$, т. е. это существенно поверхностное воздействие.

Оценим характерное время процессов энерговыделения и их временную последовательность применительно к условиям взрыва на высоте, близкой к оптимальной ($h \approx 40 \text{ м}$), и для эпицентральной области на поверхности астероида ($r \approx h$). Первыми, за время $\approx 10^{-7} \text{ с}$, приходят импульсы рентгеновского и γ -излучения. Рентгеновское излучение за счет фотоэффекта с К-оболочки образует электроны с энергией $\sim 100\text{--}1000 \text{ эВ}$, γ -кванты в результате комптон-эффекта образуют МэВ-ные электроны. В дальнейшем происходит ионизация вещества этими быстрыми электронами и одновременно передача энергии от электронов к ионам, т. е. осуществляется разогрев вещества. Так как рентгеновское излучение уносит основную долю энергии взрыва, а толщина слоя его поглощения мала, то в этом слое достигаются высокие температуры ($\approx 100 \text{ эВ}$). Так как слой достаточно тонкий, то излучение выходит из него, поэтому приведенные расчеты действия рентгеновского излучения без учета выхода теплового излучения являются оценками сверху. Однако, как будет видно из дальнейших результатов, рентген не является главным фактором в создании импульса астероида.

При энергии электронов $\varepsilon_e \approx 100\text{--}150 \text{ эВ}$ сечение электронной ионизации максимально и составляет $\sigma_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$. Тогда тепловая скорость элект-

тронов $\bar{v}_e \approx 7 \cdot 10^8$ см/с и характерное время ионизации $\tau_i \approx 1/n\bar{v}_e \approx 4 \cdot 10^{-16}$ с, т. е. очень мало. Характерное время передачи энергии ионам равно:

$$\tau_{ei} = \frac{3.15 \cdot 10^8 AT_{эл}^{3/2}}{n_z z^2 \Lambda}.$$

Полагая $n_z = n$; $\Lambda = 10$, получим $\tau_{ei} = \frac{1.6 \cdot 10^{-11}}{z^2}$ с, при $z = 1-10$ $\tau_{ei} = 1.6 \cdot 10^{-11} - 1.6 \cdot 10^{-13}$ с.

Характерное время газодинамического расширения разогретого слоя Δ_v по порядку величины $\tau_g \approx \Delta_v / v \approx 10^{-8}$ с (при $\Delta_v = 0.04$ см и $v = 1.56 \cdot 10^6 \sqrt{T_{эл} / A} = 3.1 \cdot 10^6$ см/с).

Таким образом, в рентгеновском слое поглощения $\tau_g \gg \tau_i, \tau_{ei}$, и можно полагать, что трансформация энергии рентгеновского излучения в ионизацию и тепло произойдет задолго до того, как слой успеет заметно расширяться. Время распространения рентгеновского импульса $r/c \approx 1.3 \cdot 10^{-7}$ с, затем, по истечении времени порядка 10^{-8} с, начинается расширение разогретого РИ слоя вещества и формирование импульса отдачи астероиду.

Через время $\sim r/v_n \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$ с приходит импульс нейтронов. Рассеяние энергии нейтронов происходит на атомах, т. е. сразу переходит в тепло. Общая энергия нейтронного потока значительно меньше энергии РИ, а глубина слоя их рассеяния энергии $\Delta_n \gg \Delta_v$, поэтому, как показывают аналогичные оценки и приведенные ниже результаты расчетов, температура в слое Δ_n значительно ниже, чем в слое Δ_v , и тем более можно предполагать, что за время выделения энергии нейтронами вещество в слое Δ_n не успеет заметно расширяться: $\tau_g = \Delta_n / v \gg \tau_n = \Delta_n / v_n$, так как $\bar{v} \sim 10^6$ см/с, $v_n = 2.7 \cdot 10^9$ см/с. Таким образом, второй импульс обусловлен импульсом, который дают сами нейтроны, и импульсом отдачи слоя Δ_n .

Поверхностная плотность потока импульса высокоэнергетичных нейтронов в направлении оси OO_1 равна

$$\sigma_{n\parallel} = \frac{dP_{n\parallel}}{dS} = \frac{P_n}{4\pi r^2} \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha. \quad (7.3)$$

Здесь $dS = 2\pi R^2 \sin \beta d\beta$; $r = [h + R(1 - \cos \beta)] / \cos \alpha$;

$$\cos \alpha = \frac{1 + h/R - \cos \beta}{\sqrt{1 + \left(1 + \frac{h}{R}\right)^2 - 2\left(1 + \frac{h}{R}\right) \cos \beta}}.$$

Полный импульс нейтронов $P_n = \sqrt{2m_n N_n E \delta_n}$ и его величина, направленная по OO_1 , такова:

$$P_{n\parallel} = \frac{1}{2} P_n \int_0^{\beta_k} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha d\beta. \quad (7.4)$$

Аналогичными выражениями определяются плотность потока $\sigma_{p\parallel}$ и суммарный импульс $P_{p\parallel}$, создаваемый плазмой продуктов взрыва, для ко-

торой полный импульс $P_p = \sqrt{2m_p N_p E \delta_p}$ (рис. 7.2). Так как средняя длина пробега нейтронов и γ -излучения примерно одинакова, $\lambda_n \approx \lambda_\gamma$, то толщина слоев, в которых происходит энерговыделение, зависит от угла β :

$$\Delta_{n\gamma} = \lambda_{n\gamma} \cos(\alpha + \beta); \quad \Delta_v = \lambda_v \cos(\alpha + \beta). \quad (7.5)$$

Плотность выделившейся энергии в этих слоях определяется выражениями

$$\rho_{E_{n\gamma}} = \frac{E(\delta_n + \delta_\gamma)}{4\pi r^2 \rho \lambda_{n\gamma}}; \quad \rho_{E_v} = \frac{E \delta_v}{4\pi r^2 \rho \lambda_v}. \quad (7.6)$$



Рис. 7.2. Проекции плотности потока импульса плазмы $\sigma_{p||}$ и нейтронов $\sigma_{n||}$, созданные продуктами ядерного взрыва, на поверхность астероида в зависимости от угла β

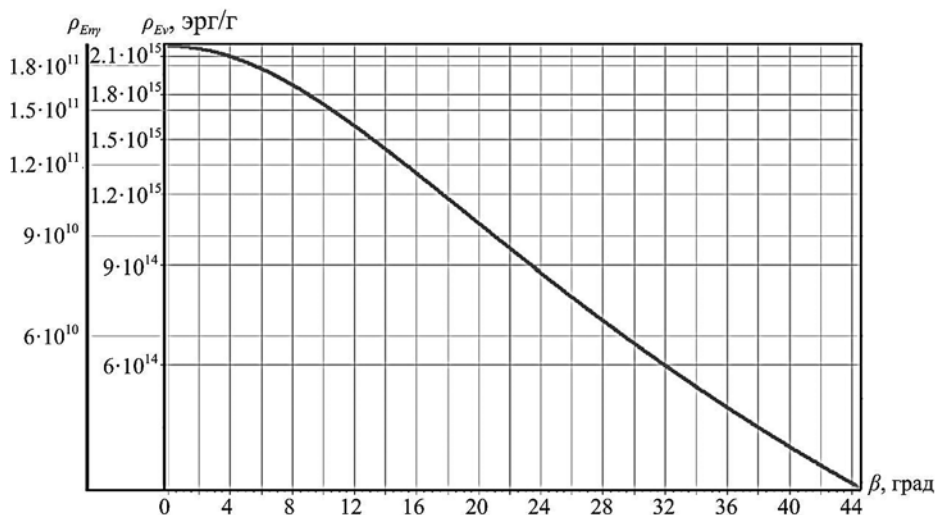


Рис. 7.3. Плотность выделившейся энергии в слое гамма-нейтронного поглощения $\rho_{E_{n\gamma}}$ и рентгеновского излучения ρ_{E_v} в зависимости от угла β

На рис. 7.3 показаны плотности энергии в зависимости от угла в гамма-нейтронном и рентгеновском слоях поглощения.

В рентгеновском слое она значительно выше, чем в гамма-нейтронном. Полная масса и энергия в этих слоях определялись из выражений

$$M_{0ny} = 2\pi R^2 \rho \lambda_n \int_0^{\beta_k} \sin \beta \cos(\alpha + \beta) d\beta, \quad (7.7)$$

$$E_{ny} = \frac{1}{2} (\delta_n + \delta_\gamma) \int_0^{\beta_k} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin \beta \cos(\alpha + \beta) d\beta.$$

Аналогичные выражения имеют место для M_{0v}, E_v, E_p .

Следует отметить, что плазма продуктов взрыва приходит через время, равное $4 \cdot 10^{-5}$ с, когда нейтронный слой отлетел уже на расстояние порядка метра и на еще большее расстояние отлетел рентгеновский слой. Плазменный поток растянут во времени $\sim \frac{1}{t^3}$ и, передавая импульс астероиду, его воздействие на поверхность, по-видимому, носит эрозионный характер.

Через плотность энергии определяется повышение температуры в обоих слоях и, соответственно, их скорости теплового расширения и импульса отдачи:

$$\Delta T_v = (\rho_{Ev} - Q - Q_i) \frac{1}{C}, \quad (7.8)$$

где Q — удельная энергия разрушения структуры материала астероида. Теплота плавления алюминия — $3.8 \cdot 10^9$ эрг/г, железа — $2.7 \cdot 10^9$ эрг/г. В аморфных телах, которыми, по-видимому, в основном и являются астероиды, нет четкого значения энергии связи частиц в положении равновесия, но по приближенным представлениям ее среднее значение имеет порядок 1 эВ [Смирнов, Ступицкий, 2010]. Тогда удельная энергия разрушения для вещества с $A = 25$ г/моль составляет примерно $3 \cdot 10^{10}$ эрг/г. Теплота испарения близка к значению $9 \cdot 10^{10}$ эрг/г.

Для Q_i — удельной энергии ионизации вещества астероида — было получено аппроксимационное выражение в зависимости от степени ионизации $\alpha = n_e/n$ вещества на основе расчетов в работе [Замышляев и др., 1984]: для его удельной теплоемкости — $C = 5 \cdot 10^6 (1 + \alpha)$ эрг/г · град.

Средняя скорость определяется выражением

$$v_v = 3.2 \cdot 10^3 \sqrt{T_0 + \Delta T_v}, \text{ см/с.} \quad (7.9)$$

Аналогичные выражения используются для расчета $\Delta T_{ny}, v_{ny}$. На рис. 7.4 показано угловое распределение температур и скоростей.

Эти значения используются для расчета проекции импульса отдачи от нейтронов и рентгена по направлению OO_1 :

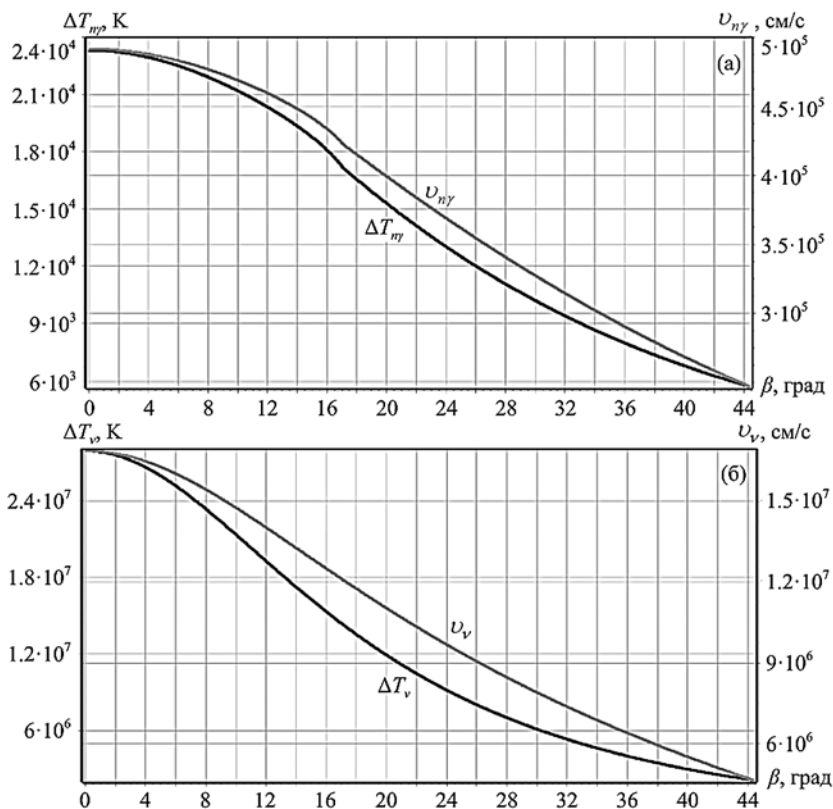


Рис. 7.4. Распределение температур T и скоростей v в слоях поглощения нейтронного (а) и рентгеновского (б) излучения в зависимости от угла β

$$P_{0v\parallel} = 2\pi R^2 \rho \lambda_v \int_0^{\beta_k} v_v(\beta) \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \beta d\beta, \quad (7.10)$$

$$P_{0n\parallel} = 2\pi R^2 \rho \lambda_n \int_0^{\beta_k} v_{n\gamma}(\beta) \sin \beta \cos(\alpha + \beta) \cos \beta d\beta.$$

Таким образом, рассчитывается суммарный импульс, который получает от взрыва астероид:

$$P_{0\Sigma} = P_{n\parallel} + P_{p\parallel} + P_{0n\parallel} + P_{0v\parallel}. \quad (7.11)$$

Приобретаемая от этого импульса скорость астероида такова:

$$u = P_{0\Sigma} / M. \quad (7.12)$$

В таблице 7.1 приведены основные интегральные величины, полученные в расчетах.

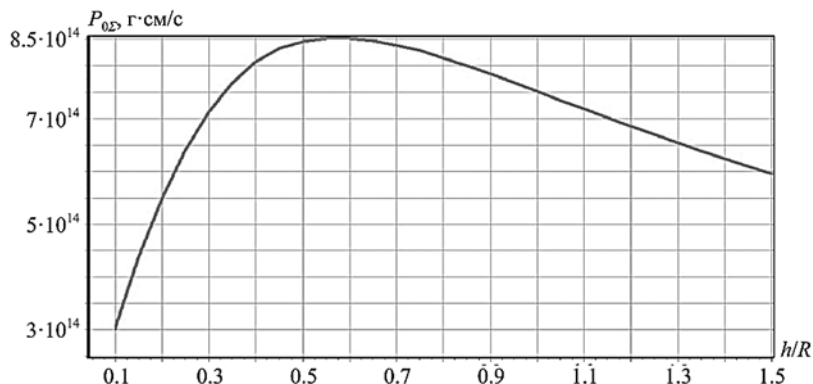


Рис. 7.5. Суммарный импульс, определяемый по формуле (7.11), который получает астероид, в зависимости от высоты взрыва ядерного заряда на расстоянии h

Таблица 7.1. Интегральные по углу величины массы, импульса и энергии

$P_{\text{пл}}$ [г · см/с]	$P_{\text{пл}}$ [г · см/с]	M_{0n} [г]	M_{0v} [г]	$P_{0\text{пл}}$ [г · см/с]	$P_{0v\text{пл}}$ [г · см/с]
$8.873 \cdot 10^{10}$	$1.156 \cdot 10^{13}$	$2.053 \cdot 10^9$	$4.928 \cdot 10^6$	$7.462 \cdot 10^{14}$	$5.036 \cdot 10^{13}$
E_{ny} [эрг]	E_v [эрг]	E_p [эрг]	$P_{0\Sigma}$ [г · см/с]	u_0 [см/с]	E_{Σ} [эрг]
$2.030 \cdot 10^{20}$	$5.484 \cdot 10^{21}$	$6.164 \cdot 10^{20}$	$8.082 \cdot 10^{14}$	96	$6.303 \cdot 10^{21}$

Проведены также расчеты для различных высот взрыва. Результаты расчета показывают, что корректный учет геометрии откольных слоев астероида приведет к существенному смещению оптимальной высоты взрыва (рис. 7.5).

7.3. Исследование процесса фрагментации астероида. Теоретический анализ

На настоящее время отсутствуют насколько-нибудь обоснованные представления о структуре материала каменных астероидов [Ghiorso, Nevins et al., 2009; Chopelas, 1990]. По-видимому, можно предположить, что в результате длительного воздействия солнечного излучения их каменные структуры содержат большое количество трещин различного размера. Поэтому волны сжатия и разрежения, формируемые внутри астероида нейтронными, рентгеновскими и плазменными потоками, могут приводить к его дроблению [Solem, 1993].

Несмотря на то, что существуют силовой и энергетический подходы к развитию трещин в материале [Партон, 1990; Николаева, 2010], сам процесс его разрушения обычно описывается сугубо эмпирически. Известный критерий Гриффитса [Николаева, 2010] основан на балансе энергии, однако трудность состоит в количественном определении соотношения между энергией и динамической фрагментацией, приводящей к определенному массовому спектру осколков дробления при заданных конкретных условиях эксперимента.

В работе [Орленко и др., 2012] выполнены расчеты энергии ядерного заряда, необходимого для разрушения опасных астероидов диаметром более 100 м при взрывах на различных глубинах от поверхности до центра астероида. Под разрушением авторы, по-видимому, понимают дробление астероида на фрагменты размером не больше нескольких метров, которые определенно сгорят в атмосфере планеты. Однако, как показано в ряде работ [Григал и др., 1997], заглублиение ЯЗ более чем на несколько метров практически невозможно, оценок размеров фрагментов нет даже для мало-заглубленных взрывов. В работе [Пилюгин и др., 2001] моделируется разрушение космических тел при высокоскоростном ударе в лабораторных условиях с использованием оргстекла в качестве мишени. Показано, что распределение фрагментов ударного кратера по массам подчиняется степенному закону, и это согласуется с данными других авторов для других материалов, что свидетельствует о возможности оценки фрагментации на основе достаточно общих энергетических соображений.

В работе [Grady, 1982] энергетический подход основан на равновесном балансе поверхностной энергии фрагмента и локальной кинетической энергии. Используется модель расширения жидкой капли, что может быть неприменимо для каменного материала. Следует отметить, что задача оптимизации воздействия взрыва на астероид связана с задачей о последствиях высокоскоростного соударения Земли с облаками, образующимися при взрыве осколков, т. е. с задачей о фрагментации, решение которой применительно к астероиду в достаточно удовлетворительном виде пока не существует [Кондауров и др., 1996; Фортов, 2005].

По данной проблеме ряд работ был выполнен учеными РФЯЦ-ВНИИЭФ. В работе [Заграфов и др., 1996] для контактного взрыва на основе подхода, изложенного в [Grady, 1982], оценена энергия, необходимая для получения фрагментов различного радиуса; в частности, для $R = 10$ м $E_0 = 0.02$ кт и для $R = 100$ м $E_0 = 3$ Мт. По оценкам работы [Заграфов и др., 2009] для контактного взрыва сделан вывод о незначительности доли, по мнению авторов, энергии, идущей на фрагментацию, поэтому достаточное отклонение траектории астероида как целого объекта невозможно без его разрушения.

Значительное количество образовавшихся осколков размером в несколько десятков метров, которые не смогут сгореть в атмосфере, ставит дополнительную задачу о способах их ликвидации.

На основе численного моделирования, проведенного в работах [Шаненко и др., 2016, 2017], исследуется процесс формирования волн сжатия и разрежения в астероиде при поглощении нейтронов и рентгеновского излучения ЯВ, которые могут привести к фрагментации по крайней мере поверхностных слоев астероида.

Для оценки среднего размера осколка при фрагментации будем предполагать, что разрушение происходит при достаточной предельной упругой деформации внутри астероида, соответствующей предельному напряжению σ_m . Полагая $\sigma_m = \frac{E\Delta l_m}{R}$, $U = \frac{1}{2} F_m \Delta l_m$, $\sigma_m = \frac{F_m}{S}$, получаем $U = \frac{1}{2} \frac{\sigma_m^2 S R}{E}$, где E — модуль Юнга; $S = 4\pi r^2$ — площадь поверхности осколка (пола-

гаем ее сферической), через которую происходит упругое взаимодействие с другими фрагментами вплоть до их отделения. Тогда

$$E_g = UN, \quad (7.13)$$

где E_g — энергия, выделившаяся на астероиде, которая переходит в предельную энергию упругой деформации.

В результате получаем для среднего размера фрагмента соотношение:

$$r = \frac{2\pi R^4 \sigma_m^2}{EE_g}. \quad (7.14)$$

Поскольку материал астероида не известен достаточно определенно, чтобы использовать адекватное значение σ_m и E , а также можно говорить лишь о приближенном значении E_g , то структура полученного соотношения (7.14) была проверена на простом эксперименте, в определенной степени соответствующем логике его получения. С определенной высоты h , составляющей несколько метров, на абсолютно твердую поверхность падало тело (кирпич) и раскалывалось на фрагменты различного размера. Так как в справочных изданиях имеется значительный разброс в значениях σ_m и E , в соответствии с имеющимися данными в настоящей работе использовались их средние значения: $\bar{\sigma}_m = 1.87 \cdot 10^7$ Па и $\bar{E} = 2.75 \cdot 10^{10}$ Па. Полагая, что вся потенциальная энергия mgh переходит в E_g , получим, что при принятых в эксперименте значениях $m = 3.3$ кг и $h = 3$ м из (7.14) следует, что $r = 2.65$ см, значение достаточно хорошо соответствует среднему значению r , полученному в эксперименте. Этот факт, по-видимому, свидетельствует о том, что соотношение (7.14) хотя и очень приближенно, но в целом правильно описывает зависимость среднего значения размера осколков от параметров задачи. Распределение по количеству осколков данного размера также примерно соответствует степенной зависимости, что характерно для процесса фрагментации [Астероидно-кометная ..., 1996; Пилюгин и др., 2001].

Изложенные выше результаты расчетов показывают, что при принятых исходных параметрах суммарная энергия, переданная поглощенному слою астероида, составляет $\approx 15\%$ от E_0 , т. е. $\approx 6.3 \cdot 10^{21}$ эрг. В результате передачи импульса скорость астероида в направлении OO_1 (рис. 7.1) будет $u \approx 100$ см/с и, соответственно, кинетическая энергия его движения $Mu^2/2 \approx 4.2 \cdot 10^{16}$ эрг. Исходя из общефизических соображений (теорема о вириале) можно предположить, что примерно такая же энергия уйдет на упругую деформацию, которая и приведет к фрагментации. Определяющий вклад в передачу энергии астероиду дают ударные волны, формируемые импульсами рентгеновского и нейтронного излучения, а также продуктами ядерного взрыва.

Однако из геометрии задачи ясно, что эти достаточно мощные возмущения выделяют свою энергию по сходящемуся направлению, примерно в конусе с телесным углом $2\pi(1 - \cos \beta_k)$. В случае оптимальной высоты взрыва $h = (\sqrt{2} - 1)R$ получаем $\beta_k = 45^\circ$, и этот телесный угол равен $\pi(2 - \sqrt{2})/2$ и составляет от общего объема астероида часть $(2 - \sqrt{2})/8$.

Оценим эквивалентный сферический радиус этого секторного объема:

$r_s = R^3 \sqrt{(2 - \sqrt{2})/8} = 0.42R = 42$ м. Если оценить r из (7.14), полагая в качестве размера тела его эффективный радиус $r_s = 42$ м, а энергию, которая в нем выделяется, $4.2 \cdot 10^{16}$ эрг = $4.2 \cdot 10^9$ Дж, и те же значения $\bar{\sigma}_m$ и \bar{E} , что для кирпича, то получим $r = 58$ м, то есть по порядку величины этот радиус соответствует r_s .

Таким образом, анализ геометрических и физических представлений показывает, что полученное выражение (7.14), по-видимому, дает физически правильное представление о размере фрагмента астероида. Так как мощность взрыва 1 Мт относительно размера астероида $D = 200$ м относительно невелика, то можно ожидать развала астероида на достаточно крупные осколки, число которых порядка $N \cong (R/r)^3 \approx 8$, и тогда для их ликвидации можно использовать второй эшелон ядерных взрывов сравнительно малой мощности (~ 1 кт).

7.4. О радиофизической обстановке в области взрыва и возможности использования средств ракетно-космической обороны в решении проблемы АКО

Определенная трудность существует в процессе наведения ядерных зарядов на осколки астероида, поскольку радиофизическая обстановка после первого мощного ядерного взрыва осложняется образовавшимся ионизированным облаком (ИО). Степень ионизации ИО определяется расширяющимися продуктами ядерного взрыва, к которым добавляется отлетевшее вещество астероида. Основная масса облака связана с добавлением нейтронов $M_{on} = 2 \cdot 10^9$ г, однако его степень ионизации невелика. Существенно ионизован расширяющийся тонкий слой, образованный рентгеновским излучением. Его масса $M_{ov} = 5 \cdot 10^6$ г сравнима с массой ППВ $M_p = 10^6$ г. Как показывают расчеты [Ступицкий, Холодов, 2019], в результате быстрого расширения происходит закалка зарядового состава. При удельной энергии $\sim 4.2 \cdot 10^{12}$ Дж/кт средняя степень ионизации расширяющейся плазмы $\alpha \sim 1$.

Однако плазменное облако взрыва расширяется со скоростью $\sim 10^8$ см/с и, соответственно, электронная концентрация падает в среднем как

$$n_e = \frac{N}{\frac{4}{5} \pi (vt)^3}. \quad (7.15)$$

После того как электронная концентрация удовлетворит неравенству $n_e < n_e^*$ (где n_e^* — критическая электронная концентрация, которая пропорциональна квадрату частоты электромагнитной волны $\sim f^2$), электромагнитные волны могут с определенным поглощением проходить через ионизированную область. На рис. 7.6 показано изменение критической концентрации электронов n_e^* и время t (с), через которое становится возможным прохождение волны через ИО.

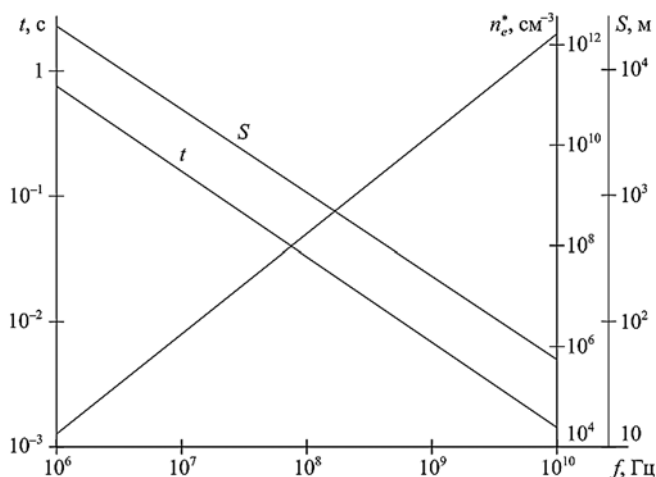


Рис. 7.6. Зависимость времени задержки t от возможности прохождения радиосигнала частоты f через ионизированную область, когда концентрация электронов в ней равна критической n_e^* для данной f , а удаление фрагмента астероида от его начального положения (при $t = 0$, момент взрыва) равно S

Но за это время все фрагменты астероида успеют сместиться на расстояние S от места воздействия на него первого мощного взрыва. Для $f = 1$ ГГц это смещение составляет примерно 200 м при первоначальной скорости его движения ~ 30 км/с. Таким образом, возникает кинематическая задача о возможности наведения маломощных ядерных зарядов на крупные осколки астероида. В данной главе обсуждаются лишь некоторые физические вопросы проблемы устранения астероидной опасности, так как в поставленную цель не входило обсуждение кинематических вопросов пространственно-временной ориентации рассматриваемых объектов в процессе их динамики. Ясно, что даже при достаточно надежных и подробных расчетных данных о пространственно-временном поведении ионизационных параметров плазменной области взрыва, произведенного на внемагнитосферных расстояниях, разработка кинематического алгоритма работы ракетно-космической техники представляет собой серьезную самостоятельную проблему.

В работах Б.И. Семенова и др. [Семенов, 2004, 2019; Арсеньев, 2006] анализируется возможность использования системы ракетно-космической обороны в качестве эшелона краткосрочного реагирования в общей системе планетарной защиты в условиях дефицита времени [Зайцев, 2000]. При этом естественно было бы учесть опыт создания и возможности систем ракетно-космической обороны (РКО), решающих близкие по характеру задачи: системы предупреждения о ракетном нападении, системы контроля космического пространства и системы противоракетной обороны (ПРО). Так, в интересах защиты Земли от ОКО неоднократно рассматривалась возможность использования наземных средств [Бондаренко, Гусев, 1995; Морозов, 1998] и средств ее космического базирования [Лыжин и др., 1996], а также

средств систем контроля космического пространства и системы ПРО [Курикша, 1998; Завалий и др., 2005]. В работе [Арсеньев и др., 2006] авторы обсуждают в общих чертах схему такого противодействия с использованием указанных выше средств, подчеркивая, что для выполнения этой задачи необходимо иметь достаточно простые и вместе с тем надежные методики для моделирования помех в условиях космического ядерного взрыва. Такие аналитические методики, построенные на основе численного решения трехмерных МГД-задач о развитии КЯВ [Ступицкий, 2004, 2006, 2019], должны обеспечить вычисление параметров среды и их частных производных по пространственным координатам и времени, требуемым для интегрирования уравнения эйконала (в нулевом приближении) [Семенов, 1974]:

$$(\Delta\Psi)^2 = 1 - \alpha, \quad (7.16)$$

где $\alpha = \omega_0^2 / \omega^2$; $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 / m}$ — плазменная частота.

Общее решение уравнения можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= A_1 \mathbf{n} + A_2 \mathbf{b}; \\ \mathbf{H}_0 &= \sqrt{1 - \alpha} (A_1 \mathbf{b} - A_2 \mathbf{n}), \end{aligned}$$

где \mathbf{n} , \mathbf{b} — единичные векторы главной нормали и бинормали к лучу с единичным касательным вектором $\mathbf{I}_0 = \nabla\Psi / (1 - \alpha)$.

Уравнения для амплитуды электрического поля $E_0 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ и угла поворота плоскости поляризации $\theta = \arctg(A_1 / A_2)$ находятся из условий совместности системы первого приближения

$$\operatorname{div}(E_0^2 \nabla\Psi) = -k\alpha E_0^2, \quad (7.17)$$

$$(\nabla\theta \nabla\Psi) = \frac{\sqrt{1 - \alpha}}{T} + \frac{k\alpha\sqrt{\mu}}{2\sqrt{1 - \alpha}} (\nabla\Psi \mathbf{h}_0), \quad (7.18)$$

где $k = \omega/c$; $\mathbf{h}_0 = \mathbf{H}_3 / H_3$ — единичный вектор в направлении магнитного поля Земли.

Входящее в (7.18) «кручение» луча определяется выражением [Рытов, 1938]

$$\frac{1}{T} = \frac{\sqrt{1 - \alpha}}{(\nabla\Psi \nabla\sqrt{1 - \alpha})^2} \left[\frac{d\nabla\sqrt{1 - \alpha}}{d\sigma} (\nabla\Psi \nabla\sqrt{1 - \alpha}) \right],$$

где $d\sigma$ — дифференциал длины луча.

В работе [Семенов, Якубовский, 2019] авторы построили и оттестировали на имеющихся экспериментальных данных аналитическую модель расчета ионизационных характеристик для нижнего диапазона высот подрыва (100–250 км), основанную на указанных выше МГД-расчетах [Ступицкий, 2004, 2006, 2019]. Методика основана на аппроксимации численных результатов и может служить основой для расчета электромагнитного поля (7.16)–(7.18) при анализе работы радиолокационных систем в ближней зоне перехвата астероидов.

Таким образом, выполненное выше исследование трансформации энергии надповерхностного ядерного взрыва при его воздействии на астероид показало, что основной вклад в импульс дает разогретая разлетающаяся масса, образуемая потоком нейтронов $7.4 \cdot 10^{14}$ дин \cdot с. Приобретаемая от этого импульса скорость астероида составила $\sim 10^2$ см/с. Расчеты на основе полученного приближенного соотношения для среднего размера фрагмента показывают, что при принятой мощности взрыва ~ 1 Мт, по-видимому, возможно образование только нескольких крупных фрагментов.

Основные теоретические вопросы распространения радиоволн и их применение к практическим задачам, связанным с ядерным взрывом, изложены в работе [Ступицкий и др., 2010].

7.5. О возможности использования мощного лазерного излучения в решении проблемы АКО

Последние годы характеризовались все бóльшим расширением номенклатуры аспектов по проблеме защиты Земли от астероидно-кометной опасности. В результате проделанной работы были намечены подходы к решению ключевых вопросов защиты нашей планеты, сформулированы представления о средствах и методах защиты. И хотя, естественно, полученные результаты требуют практического подтверждения и проведения значительного объема проектно-конструкторских и экспериментальных работ, тем не менее можно утверждать, что создан начальный научно-технический потенциал, на основе которого будет разработана защита Земли от опасных космических объектов.

На настоящее время предложено множество различных вариантов защиты Земли от астероидно-кометной опасности. Большинство из них находится на грани возможностей существующих технологий, а некоторые напоминают научную фантастику. Выбор конкретной схемы отражения опасности зависит от размеров космического тела, его состава и времени упреждения, начиная с момента обнаружения до столкновения с Землей. Наиболее известными методами отражения космической опасности являются:

- уничтожение опасного космического объекта;
- отклонение его с орбиты соударения с Землей;
- экранирование Земли от столкновения с особо опасным небесным телом;
- дистанционное воздействие на опасный объект для его отклонения, торможения и разрушения.

Применение тех или иных методов противодействия определяется в основном временем, которым мы располагаем для проведения операции, обладаемыми нами возможностями и надежностью технической реализации. В настоящее время считается общепризнанным, что создание системы защиты планеты на основе современных ракетно-ядерных средств практически является наиболее надежным. Существуют современные проекты (например «Цитадель» [Зайцев, 2000]), в которых предусмотрена повре-

менная работа всех систем ракетной ядерной защиты на различных расстояниях от Земли.

Использование лазерного излучения в решении проблемы астероидной опасности рассматривается главным образом в двух аспектах:

- разогрев поверхности астероида сфокусированным лазерным излучением и создание реактивного эффекта в результате образующейся плазмы [Ивашкин, 2004];
- лабораторное моделирование теплехимических свойств материала астероида с целью последующего их использования для расчета воздействия на астероид.

Для воздействия на астероид предполагается, что лазер находится на космической станции-базе вблизи Земли, например на Луне (или вблизи орбиты Земли), и на ней есть также астрономическая и энергетическая станции. Последняя преобразует солнечную энергию в электрическую, она используется для работы астрономической и лазерной станций. Телескопы обсерватории осуществляют поиск небесных объектов, сближающихся с Землей, которые могут быть потенциально опасны. Полагается, что в таком случае лазер воздействует на объект, чтобы отклонить его от Земли или разрушить. Идея такой станции была выдвинута и поддержана на Международном симпозиуме «On Deep Space Exploration Technology and Application», Qingdao, Китай, в 2002 году.

Выполненный для астероидов радиусом 0.1–0.5 км анализ варианта системы лазерного воздействия с сообщением импульса скорости 0.2 м/с показал, что необходимая энергия отклонения тела оценивается величиной $\sim (0.1–12.3) \cdot 10^{15}$ Дж $\approx (0.02–3)$ Мт ТНТ. При этом средняя мощность лазерного излучения и электрическая мощность энергетической станции составляют $\sim 13–180$ ГВт, время воздействия $\sim (8–70) \cdot 10^3$ с, наибольшая дальность воздействия $\sim (0.6–2) \cdot 10^6$ км. Начальный диаметр пучка оценен в 10–100 м, а конечный — в 60–300 м. Площадь солнечных батарей составляет 90–1300 км².

Приведенные оценки показывают, что реализация такой системы по ряду основных параметров является практически невыполнимой научно-технической проблемой.

Показанный выше краткий анализ состояния вопроса по проблеме астероидной опасности свидетельствует, что единственным реальным средством защиты Земли от потенциально опасных космических тел в настоящее время может служить только ядерный взрыв. Но сам процесс воздействия ядерного взрыва на астероид требует всестороннего рассмотрения, включая исследования в лабораторных условиях структурных и физических свойств астероида и их реакцию на воздействие поражающих факторов ядерного взрыва.

Как показано в работах последних лет [Белов и др., 2017; Аристов и др., 2018; Бурдонский и др., 2019; Аристова и др., 2019], наиболее подходящим средством лабораторного физического моделирования является лазерное излучение. Возможности концентрации энергии ЛИ как на единицу поверхности мишени, так и на единицу ее массы, а также эффективность трансформации энергии в энергию ударной волны схожи для случаев исполь-

зования интенсивного лазерного излучения и ядерного взрыва. В работе [Белов и др., 2017] были выполнены предварительные исследования разрушения образцов искусственного хондрита лазерным излучением энергией $\sim 500\text{--}1000$ Дж. В работе [Аристов и др., 2018] лазерные эксперименты сопровождались двумерным численным моделированием, как стадии взаимодействия ЛИ с мишенью, так и последующей стадии газодинамического течения материала мишени. Для обеспечения лазерных экспериментов была разработана технология искусственного вещества каменных астероидов с заданными свойствами: по химическому составу, физическим характеристикам и с соблюдением структурного подобия. Эксперименты проводились на нескольких установках. Во всех случаях получено примерное равенство полной энергии, требуемой для заведомого разрушения мини-макетов вне зависимости от количества и энергетики единичных выстрелов лазера, то есть с точки зрения интегрального критерия разрушения несколько более слабых импульсов не дают заметного преимущества по сравнению с однократным импульсом суммарной мощности. Сделанная расчетным путем оценка точности газодинамического подобия при разнице в массе между реальным астероидом и его лабораторным аналогом в 14–15 порядков удельная энергия, необходимая для полного разрушения астероида, почти в два раза меньше, чем удельная энергия, необходимая для подобного разрушения мини-макета. Таким образом, полученные в работе результаты имеют важное значение для построения модели фрагментации астероида при действии ядерного взрыва. С учетом масштабного фактора и результатов лабораторных экспериментов показана возможность заведомого разрушения ядерным взрывом с энергией свыше 3 Мт астероида хондритного типа диаметром 200 м. Однако существенное значение имеет вопрос и размеров фрагментов [Андрущенко и др., 2019a], требующий дополнительного рассмотрения.

В работе [Бурдонский и др., 2019] выполнены измерения удельного импульса хондритовой мишени после воздействия на нее ЛИ с энергией ~ 50 Дж. Однако использование полученных результатов для оценки приращения скорости астероида при действии ЯВ не удовлетворяет приемлемой точности. В работе [Аристова и др., 2019], которая является определенным продолжением исследований, выполненных в [Бурдонский и др., 2019], рассматривались мишени из различных веществ и различной формы. Из результатов работы можно сделать некоторые выводы об оптимальном воздействии ЯВ на астероиды различной формы.

ГЛАВА 8. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАЗРЕЖЕННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ОТ ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА ИЛИ ВЗРЫВА НА ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Крупномасштабные эксперименты с выбросом плазмы высокой удельной энергии в околоземное космическое пространство являются уникальным средством исследования поведения плазмы в сильно разреженной ионосфере и геомагнитном поле [Адушкин и др., 1999; Гаврилов и др., 2003; Репин и др., 2003; Операция «Морская звезда», 1964; Гранналь, 1985]. В зависимости от массы и энергии масштабы течения плазмы могут изменяться от единиц до тысяч километров, а энергия частиц в потоке — от единиц до тысячи килоэлектронвольт [Холодов и др., 2005; Ступицкий, 2006]. С увеличением расстояния от центра энерговыделения концентрация частиц в плазменном потоке быстро уменьшается, но из-за роста масштаба его течения возрастает вероятность попадания в эту область какого-либо орбитального объекта. Именно поэтому представляют интерес воздействия такого разреженного плазменного потока на поверхность различных элементов космической техники. При этом возникающие дефекты кристаллических или аморфных структур могут приводить к существенному изменению оптических, электрофизических и прочностных характеристик вещества.

Вопросы воздействия быстрых частиц (ионов и атомов) на металлы и диэлектрики начали активно исследовать в связи с проблемами ядерной энергетики. Детерминированное описание движения быстрого нейтрона в кристаллической решетке графита и осколков деления в самом металлическом топливе [Seitz, Wigner, 1956] сразу дало возможность выявить основные эффекты, связанные с рассеянием энергии быстрой частицы и дефектами в кристалле. В дальнейшем проблема рассматривалась в связи с созданием термоядерных реакторов [Готт, 1978], однако в методическом отношении ее решение в большинстве случаев ограничивалось использованием приближения «непрерывного замедления», которое не может дать адекватного представления о геометрической структуре дефектов в приповерхностном слое твердого тела. В работе [Войцения и др., 1991] рассматривалось взаимодействие околоземной ионосферной плазмы с поверхностью твердого тела с энергией ионов, не превышающей 5–50 эВ. В последние десятилетия научный и практический интерес к проблеме существенно возрос и в настоящее время непосредственно пересекается с развитием нанотехнологий. В работе [Беграмбеков, 1993] анализируются процессы, происходящие при длительной ионной бомбардировке поверхности твердого тела, приводящие к изменению ее рельефа и образованию нитевидных монокристаллов — вискеров, а также к распылению и модификации сплавов. Рассматривались достаточно высокие плотности потоков $\sim 10^{15} - 10^{17}$ $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$, когда эти процессы существенны. Модификация структуры и некоторых

свойств поверхности металлов и других материалов при их длительном облучении потоками ионов высокой плотности обсуждаются в работах [Комаров, Новиков, 1993; Мартыненко, 1993]. Для близких условий ряд интересных результатов и методических подходов получен также в работах [Буренков и др., 1980; Буренков, Комаров, 1988]. Современное состояние исследований по воздействию на материалы импульсных пучков высокой плотности частиц дано в [Бойко и др., 2003].

Многие чувствительные элементы космических аппаратов защищены от возможного воздействия окружающей среды стёклами, к которым, вместе с тем, предъявляются определенные требования к их оптическим свойствам — способности пропускать излучение в том или ином спектральном диапазоне.

Таким образом, наша цель состояла в том, чтобы на основе метода молекулярной динамики численно исследовать результат воздействия разреженного плазменного потока определенной длительности на кристаллическую и аморфную структуру типа стекла, оценить характер и размер возникающих дефектов и их влияние на прохождение света.

8.1. Физический анализ задачи и ее математическая постановка

Плазменный поток по отношению к воздействию на объект, кроме состава, характеризуется еще тремя параметрами: концентрацией тяжелых частиц n (см^{-3}), их энергией ε_0 (эВ) или плотностью потока $j = nV = n\sqrt{2\varepsilon_0/m}$ ($1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$) и полным потоком частиц $\Phi = \int_0^{\infty} j(t)dt$ ($1/\text{см}^2$), налетающих на поверхность. Плазменный поток состоит из ионов, нейтральных атомов и электронов. На нейтральные атомы не действует геомагнитное поле, и на расстоянии R от источника их концентрация меняется примерно как

$$n(R, t) = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi(R + Vt)^3}, \quad (8.1)$$

где t — время, отсчитываемое от момента прихода потока на объект; R — расстояние от источника до объекта; N — общее количество нейтральных атомов в потоке; V — направленная скорость частиц в потоке (характерный диапазон изменения 10^7 – 10^8 см/с). Так как рассматриваются большие расстояния и разреженные потоки плазмы, то можно полагать, что вся начальная тепловая энергия перешла в кинетическую. На ионизованный компонент плазмы действует геомагнитное поле, и если столкновительное взаимодействие между частицами плазмы достаточно велико, то все компоненты плазмы тормозятся магнитным полем. Для взрывных геофизических экспериментов высокой энергии и массы плазмы [Операция «Морская звезда», 1964; Зецер и др., 2004] характерный радиус торможения плазмы геомагнитным полем на высотах меньше 10^3 км составляет около 300 км

[Ступицкий, 2006] (влияние сильно разреженного воздуха на характеристики плазмы не учитывается).

Результаты трехмерных расчетов движения плазмы взрыва [Холодов и др., 2005] показали, что после расширения плазмы до этих расстояний ее дальнейшее движение начинает каналироваться геомагнитным полем и возникает восходящая, постепенно разворачивающаяся вдоль направления геомагнитного поля гигантская плазменная струя, в которой концентрация частиц уменьшается значительно медленнее, чем $1/R^3$. Для оценок воздействия можно полагать, что при $R > R_*$ общее количество падающих на преграду частиц плазмы соответствует расстоянию R_* . Для потоков взрывного типа $R_* \approx 300$ км, для других крупномасштабных экспериментов [Адушкин и др., 1999; Гаврилов и др., 2003] величина R_* будет полностью определяться условиями эксперимента. В работе [Ступицкий и др., 2004] показано, что для широкого диапазона энергии и массы плазмы в экспериментах взрывного типа можно считать плазму односкоростной, т. е. пренебречь возможной стратификацией ионного и нейтрального компонента и полагать в (8.1), что N — общее количество тяжелых частиц плазмы. Так как в экспериментах поток плазмы может состоять из различных элементов, то расчеты были выполнены для наиболее вероятных из них, что дает возможность проанализировать влияние массы налетающих частиц на характер взаимодействия с мишенью.

При воздействии плазменного потока с очень низкой концентрацией частиц и направленной скоростью 10^7 – 10^8 см/с электроны имеют энергию направленного движения 0.03–3 эВ, и они не способны внедряться в поверхность. Поэтому в результате внедрения ионов образуется структура типа двойного слоя с весьма низкой поверхностной плотностью зарядов при $\Phi \approx 10^{13}$ 1/см². Поле внутри слоя составляет $E = e\Phi/\epsilon_0 = 1.8 \cdot 10^9$ В/м (здесь ϵ_0 — электрическая постоянная), что значительно меньше внутриатомного поля ($\sim 5 \cdot 10^{11}$ В/м). Работа по торможению ионов таким полем $A = eIE$ при ширине слоя $l \sim 100$ Å (средний расчетный размер полости при начальной энергии ионов $\epsilon_0 \sim 100$ кэВ) составляет ~ 18 эВ, что сравнимо с энергией связи атомов в узле кристаллической решетки и много меньше начальной энергии ионов в плазменном потоке. В рассматриваемой задаче электрическими эффектами, связанными с разделением зарядов на поверхности мишени, можно пренебречь и учитывать лишь столкновительное взаимодействие тяжелых частиц плазменного потока с материалом мишени.

Для сравнительного анализа вначале изучалось взаимодействие ионов и атомов плазмы с кристаллической структурой, в качестве которой использовалась простейшая кубическая решетка с периодом 4 Å, и аморфной структурой, которая приближенно соответствует стеклу. Структура стекла имеет ближний порядок (как в жидкости), однако с удалением от центрального атома разупорядочение быстро возрастает, и на расстоянии более 10–15 Å вероятность нахождения любого атома в заданной точке пространства никак не связана с положением центрального атома. Поэтому в расчетах моделирование аморфного стекла осуществлялось смещением узлов в решетке случайным образом.

Самое грубое представление о глубине внедрения частиц в вещество можно получить в приближении непрерывного замедления. Если энергия налетающей частицы превышает

$$\varepsilon > \varepsilon_* \frac{0.35(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^2 m_1^2}{(m_1 + m_2)^2} \text{кэВ},$$

то потери энергии определяются в основном неупругими столкновениями. Для столкновений $\text{H} \rightarrow \text{Si}$ $\varepsilon_* \approx 0.02$ кэВ, при столкновении $\text{Al} \rightarrow \text{Si}$ $\varepsilon_* \approx 9.8$ кэВ.

Для неупругих столкновений хорошее согласие с экспериментом по скорости потерь энергии дает формула Линдхарда — Шарфа [Готт, 1978]:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = -8\pi a_0 \xi \left[z_1 z_2 e^2 / (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{3/2} \right] \frac{V}{V_0},$$

откуда получаем для средней длины пробега

$$\bar{l} = \frac{1}{8\pi a_0^2 n} \sqrt{\frac{m_1}{m_2} \frac{(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{3/2}}{z_1 z_2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{J}},$$

где m_1 — масса налетающей частицы; m_2 — масса атома мишени; ε_0 — энергия налетающей частицы; n — концентрация частиц мишени; z_1, z_2 — заряды ядер падающей частицы и мишени; $J = 13.6$ эВ.

Для Si используем следующие значения:

$$\rho_2 = 2.3 \text{ г/см}^3; \quad m_2 = 4.67 \cdot 10^{-23} \text{ г}; \quad \mu_2 = 28 \text{ г/моль};$$

$$z_2 = 14; \quad n_2 = 4.9 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3;$$

$$\text{H} \rightarrow \text{Si} \quad \bar{l} = 13.4 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см};$$

$$\text{Al} \rightarrow \text{Si} \quad \bar{l} = 11.4 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см};$$

$$\text{Fe} \rightarrow \text{Si} \quad \bar{l} = 12 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см}.$$

Для стекла (SiO_2), предположив, что атомы Si и O распределены равномерно, можно применить средние значения:

$$\rho_2 = 2.8 \text{ г/см}^3; \quad m_2 = 3.67 \cdot 10^{-23} \text{ г};$$

$$\mu_2 = 0.5 \cdot 28 + 0.5 \cdot 16 = 22 \text{ г/моль};$$

$$z_2 = 0.5 \cdot 14 + 0.5 \cdot 8 = 11; \quad n_2 = 7.6 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3;$$

$$\text{H} \rightarrow \text{SiO}_2 \quad \bar{l} = 9.05 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см};$$

$$\text{Al} \rightarrow \text{SiO}_2 \quad \bar{l} = 8.4 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см};$$

$$\text{Fe} \rightarrow \text{SiO}_2 \quad \bar{l} = 9.07 \cdot 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_0, \text{кэВ}} \text{ см}.$$

Следовательно, \bar{l} главным образом зависит от энергии ε_0 .

В обоих случаях (Si и SiO₂) приближенно полагаем, что \bar{l} (см) $\approx 10^{-5} \sqrt{\varepsilon_0}$, кэВ, тогда для $\varepsilon_0 = 1$ кэВ $\bar{l} \approx 10^{-5}$ см и для $\varepsilon_0 = 100$ кэВ $\bar{l} \approx 10^{-4}$ см. Однако отметим, что при $\varepsilon_0 \sim 1-5$ кэВ необходимо учитывать упругое резерфордовское взаимодействие, что снизит длину пробега l (при $\varepsilon_0 = 1$ кэВ для H примерно на порядок). Приведенные оценки дают лишь представление о длине траектории частицы, но не о характере ее движения в твердом теле и, тем более, не о характере образующихся дефектов.

Следует отметить, что в прикладном отношении основной интерес представляет диапазон скоростей налетающих частиц 10^7-10^8 см/с. При больших скоростях значительная доля потерь энергии частиц обусловлена взаимодействием с электронами мишени — на возбуждение и ионизацию атомов мишени и поляризационные потери, особенно важные для металлических мишеней. Так как эти потери сравнительно слабо сказываются на изменении направления импульса частиц по сравнению с упругими столкновениями, то в промежутках между столкновениями они могут учитываться в приближении непрерывного замедления без учета искажения траектории. Такие пробные расчеты были выполнены, однако в указанном диапазоне скоростей их учет не внес существенных изменений в общую картину формирования дефектов, но заметно усложнил расчетную программу. Поэтому основные расчеты были выполнены без учета указанных потерь. Вместе с тем ясно, что при высоких энергиях (~ 1 МэВ) учет электронной подсистемы необходим и требует специальных численных исследований.

Для численного решения этой задачи был разработан специальный алгоритм для расчета пространственного движения частицы в кристаллическом и аморфном теле. В основе его лежит следующая физическая модель. Известно [Готт, 1978], что потери энергии частицей в твердом теле не зависят от ее зарядового состояния, так как при прохождении нескольких атомных слоев устанавливается зарядовое равновесие, определяемое только скоростью частицы. Поэтому рассматривается падающий поток нейтральных атомов различной массы и энергии. Начальные угол и прицельное расстояние моделировались случайным образом. Рассматривались две модели столкновительного взаимодействия. Модель упругих шаров; при этом углы рассеяния α_1 , α_2 и импульсы после столкновения определялись по следующим формулам:

$$\rho = \frac{\rho_0}{R_1 + R_2},$$

$$\sin \alpha_1 = \frac{2\rho\sqrt{1-\rho^2}}{\sqrt{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)^2 + 4\frac{m_1}{m_2}\rho^2}}, \quad \sin \alpha_2 = \rho,$$

$$\frac{P_1}{P_{10}} = \frac{\sqrt{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)^2 + 4\frac{m_1}{m_2}\rho^2}}{\frac{m_1}{m_2} + 1}, \quad \frac{P_2}{P_{10}} = \frac{2\sqrt{1-\rho^2}}{\frac{m_1}{m_2} + 1},$$

где R_1 , R_2 — радиусы частиц; ρ_0 — прицельный параметр.

Предполагалось, что если частица, находящаяся в узле решетки, получает при столкновении энергию, большую энергии связи ε_0 , то она способна покинуть узел кристаллической решетки. Отметим, что в решетке с дальним порядком (кристалл) частица может пройти значительно большее расстояние, чем среднее, и до первого упругого столкновения ее потери энергии обусловлены лишь поляризационным взаимодействием с электронами вещества [Готт, 1978]. Для таких потерь пробег с энергией $E = 300$ эВ составит: l (см) $= 10^{-6} \sqrt{E}$, эВ $= 1730$ Å.

Таким образом, перемещение вторичных частиц и вся траектория движения первичных частиц определяются главным образом упругими столкновениями. Для всех частиц в промежутках между столкновениями учитывалось поляризационное торможение, однако учет, который, по-видимому, более важен в металле, где есть свободные электроны проводимости, не дал существенного вклада в общую картину рассеяния энергии.

Во второй серии расчетов применялась гибридная модель: если прицельный параметр $\rho_0 \leq R_1 + R_2$, то использовалась модель упругих шаров, а если $\rho_0 > R_1 + R_2$, то предполагалось кулоновское взаимодействие между частицами, при котором параметры рассеяния рассчитываются по следующим формулам:

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\sin \chi}{\eta + \cos \chi}, \quad \alpha_2 = \frac{\pi - \chi}{2},$$

$$\frac{p_1}{p_{10}} = \frac{\sqrt{1 + \eta^2 + 2\eta \cos \chi}}{1 + \eta}, \quad \frac{p_2}{p_{10}} = \frac{2\eta}{1 + \eta} \sin \frac{\chi}{2},$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_{10}} = 1 - \frac{4\eta}{(1 + \eta)^2} \sin^2 \frac{\chi}{2}, \quad \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_{10}} = 1 - \frac{4\eta}{(1 + \eta)^2} \sin^2 \frac{\chi}{2},$$

где $\chi = \pi - 2 \arccos \left(\frac{\Gamma}{\sqrt{1 + \Gamma^2}} \right)$; $\Gamma = \frac{q_1 q_2 (1 + \eta)}{2 \rho \varepsilon_{10}}$; $\eta = \frac{m_1}{m_2}$; χ — угол рассеяния

в системе центра масс [Ландау, Лифшиц, 1982]; α_1, α_2 — углы рассеяния падающей частицы и частицы мишени в лабораторной системе координат; $p_1/p_{10}, \varepsilon_1/\varepsilon_{10}$ — относительное изменение импульса и энергии в каждом акте столкновения; Γ — безразмерный параметр, пропорциональный отношению энергии потенциального взаимодействия к кинетической энергии.

Такая модель имеет свои преимущества: резерфордское взаимодействие она дополняет конкретными конечными размерами частиц, а модель упругих шаров — учетом взаимодействия на больших расстояниях. Так

Основные характеристики атомов

Атом	H	Al	Fe	Si
Радиус атома, Å	0.79	1.43	1.26	1.32
Молекулярный вес μ , г/моль	1	27	56	28
Период решетки, Å	3.75	4.05	2.87	5.43

как у аморфного стекла нет четкого значения энергии связи частицы в положении равновесия и, по-видимому, ее среднее значение невелико — порядка 1 эВ, то ясно, что дальние столкновения могут играть заметную роль в рассеянии частиц мишени из стекла (таблица).

8.2. Алгоритм и результаты расчета

В основу алгоритма положено детерминированное описание всех участвующих в движении частиц. Хаотически (случайно) задавались лишь начальные координаты входа частицы в поверхность мишени и расположение частиц в аморфном стекле. Для программной реализации был разработан специальный универсальный класс, позволяющий одновременно характеризовать и налетающую частицу, и атомы в узлах решетки. В каждом экземпляре класса хранится вся информация о частицах — координаты, радиус, масса, энергия, счетчик столкновений, направление вектора скорости, расстояние до следующей частицы и прицельный параметр для нее, а также длина пробега частицы.

Среда (стекло) реализуется в виде трехмерного массива из экземпляров разработанного класса. Налетающая частица также реализуется в виде отдельного объекта. Для налетающей частицы и для каждого атома в узлах решетки на начальном этапе работы алгоритма задаются некоторые стартовые условия: координаты, масса, радиус, а для налетающей частицы — начальная энергия и направление движения. Дальнейший ход работы алгоритма носит итерационный характер: на каждом шаге мы анализируем каждую частицу, определяем, с каким атомом она столкнется в следующий момент, и моделируем столкновение между ними, тем самым определяем новые значения параметров падающей частицы и атома в узле. Программа содержит четыре блока, и расчетное время существенно возрастает по мере размножения числа движущихся частиц.

Главная цель расчетов — выяснить общую структуру образующих дефектов в кристаллическом и аморфном теле, определить их средние размеры и зависимость от основных параметров задачи.

Прежде всего были выполнены «плоские» двумерные расчеты для кристаллической структуры, когда частица падает в плоскости расположения узлов кристалла, так как для этого случая интерпретация результатов более наглядна. На рис. 8.1–8.4 приведены некоторые результаты «плоских» расчетов для кубической кристаллической структуры. Для мишени использовались масса атома Si и энергия связи $\varepsilon_c = 25$ эВ. Процесс столкновения описывался гибридной моделью сечения. Кремний имеет тетраэдрическую решетку, в которой каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями. Детальное моделирование такой решетки существенно усложнило бы весь процесс расчета, не внося принципиальных изменений в главный результат — размеры и структуру образующихся дефектов. Так

как среднее расстояние между атомами Si составляло $\bar{r} = \sqrt[3]{\frac{\mu}{\rho N_A}} = 2.55 \text{ \AA}$,

а период решетки 5.43 \AA , то для соответствующей кубической решетки использовалось их среднее значение, равное 4 \AA . При этом свободно входить в решетку может только водород по диагональной плоскости. На рис. 8.1–8.4 показаны гистограммы потерь энергии в последовательных столкновениях падающей частицы (цифрами указана энергия, теряемая налетающей частицей в очередном столкновении) и структура образующегося дефекта. На рис. 8.2 показан также пример траектории движения падающей частицы. Из представленных результатов следует:

1. В результате действия водорода его атомы проникают внутрь кристаллической решетки, постепенно рассеивают там свою энергию, образуя дефект в виде полости.

2. С ростом энергии усложняется траектория движения водорода, размер полости возрастает, но структура ее остается близкой к радиально симметричной. Размеры полости несколько меньше тех, которые следуют из элементарной энергетической оценки; при $a_p = \frac{d}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_c}}$ для $\varepsilon_0 = 100$, $\varepsilon_c = 25 \text{ эВ}$, $d = 4 \text{ \AA}$ получаем $a_p \cong 148 \text{ \AA}$ — радиус полости (расчеты дают примерно $80\text{--}90 \text{ \AA}$).

3. Наряду с хаотическим разрушением кристаллической структуры и образованием полости обнаружен эффект образования линейных дислокаций вдоль диагоналей и осей кристалла.

4. С ростом энергии атома H (рис. 8.1, 8.2) основные разрушения становятся все больше, это обусловлено действием атомов отдачи. Так как из-за больших размеров атомы Al и Fe отражаются сразу или входят всего на 1–2 слоя в материал, то возникающие при этом разрушения обусловлены исключительно вторичными частицами, т. е. атомами отдачи мишени.

5. Сравнение с результатами расчетов по модели упругих шаров показывает, что в случае гибридной модели, во-первых, происходит более монотонное уменьшение энергии атома водорода, во-вторых, наблюдается лучшая «зачистка» образующейся полости от вторичных частиц, что обес-

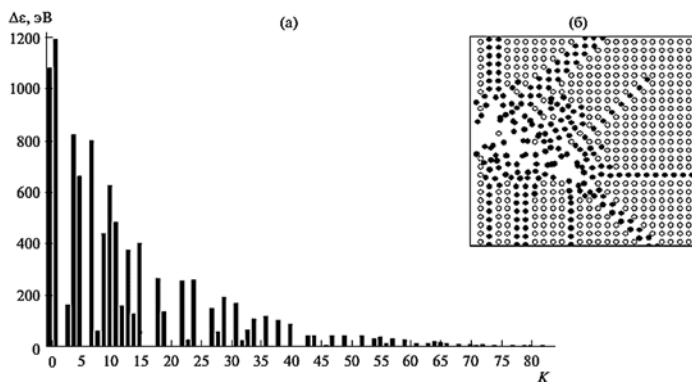


Рис. 8.1. Гистограмма потерь энергии падающей частицы в последовательных столкновениях (а) и образующийся дефект (б). Водород, $\varepsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$, гибридная модель, Si, $\varepsilon_c = 25 \text{ эВ}$, $d = 4 \text{ \AA}$

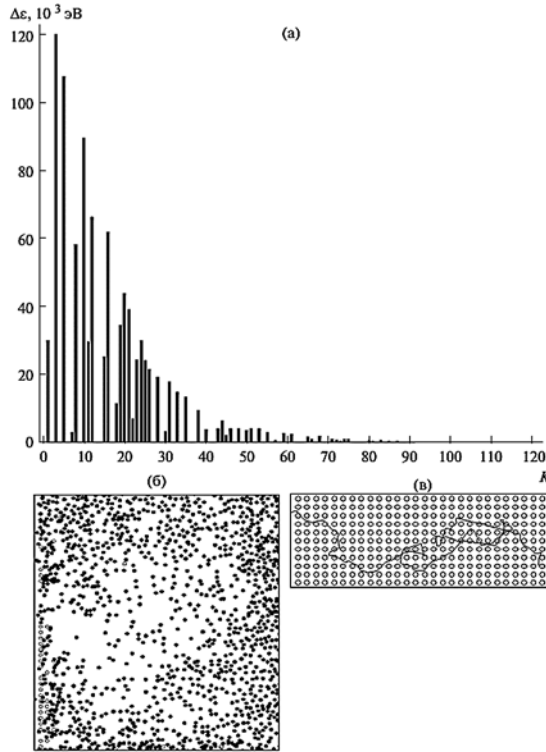


Рис. 8.2. Гистограмма потерь энергии падающей частицы в последовательных столкновениях (а), образующийся дефект (б), траектория движения падающей частицы (в). Водород, $\epsilon_0 = 1000$ кэВ, гибридная модель, Si, $\epsilon_c = 25$ эВ, $d = 4 \text{ \AA}$ (плоская постановка)

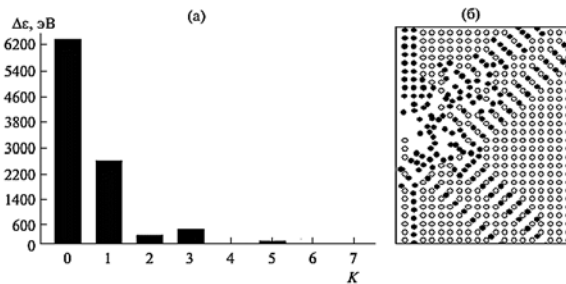


Рис. 8.3. Гистограмма потерь энергии падающей частицы в последовательных столкновениях (а) и образующийся дефект (б). Fe, $\epsilon_0 = 10$ кэВ, гибридная модель, Si, $\epsilon_c = 25$ эВ, $d = 4 \text{ \AA}$ (плоская постановка)

печивает дальние резерфордские столкновения. Трехмерные расчеты движения частиц значительно более трудоемки по времени.

На рис. 8.5 показаны результаты расчетов для некоторых значений энергии. Общая структура дефектов примерно такая же, как и в плоском случае, но при этом имеем:

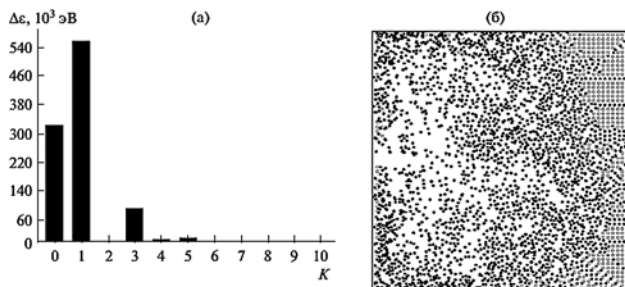


Рис. 8.4. Гистограмма потерь энергии падающей частицы в последовательных столкновениях (а) и образующийся дефект (б). Fe, $\epsilon_0 = 1000$ кэВ, гибридная модель, Si, $\epsilon_c = 25$ эВ, $d = 4 \text{ \AA}$ (плоская постановка)

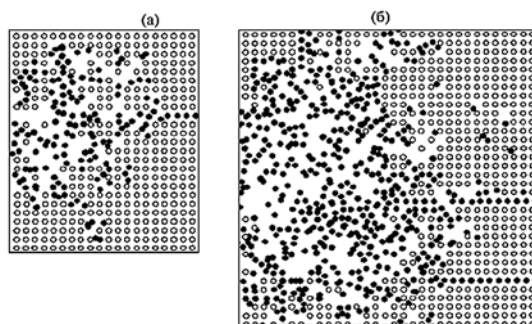


Рис. 8.5. Трехмерные расчеты: Fe, $\epsilon_c = 25$ эВ, гибридная модель, энергия связи $\epsilon_0 = 10$ кэВ (а) и 100 кэВ (б)

1. Линейные размеры зоны дефектов меньше, что легко следует и из элементарной энергетической оценки:

$$a_T = d \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_c}},$$

и, соответственно,

$$\frac{a_p}{a_T} = 0.91 \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_c} \right)^{1/6} > 1.$$

2. Так же, как в плоском случае, образуются вытянутые линейные дислокации, однако в значительно меньшем количестве.

По аналогичной программе были выполнены двумерные (плоские) и трехмерные расчеты взаимодействия частиц различного сорта и энергии с аморфным телом — стеклом. Даже для кристаллического тела величина ϵ_c неизвестна достаточно надежно и изменяется в широких пределах в зависимости от материала (для металлов $\epsilon_c = 10\text{--}40$ эВ) [Готт, 1978]. Ясно, что для аморфного стекла эта величина должна быть значительно меньше. Исследование влияния ϵ_c для аморфной структуры выполнено на примере

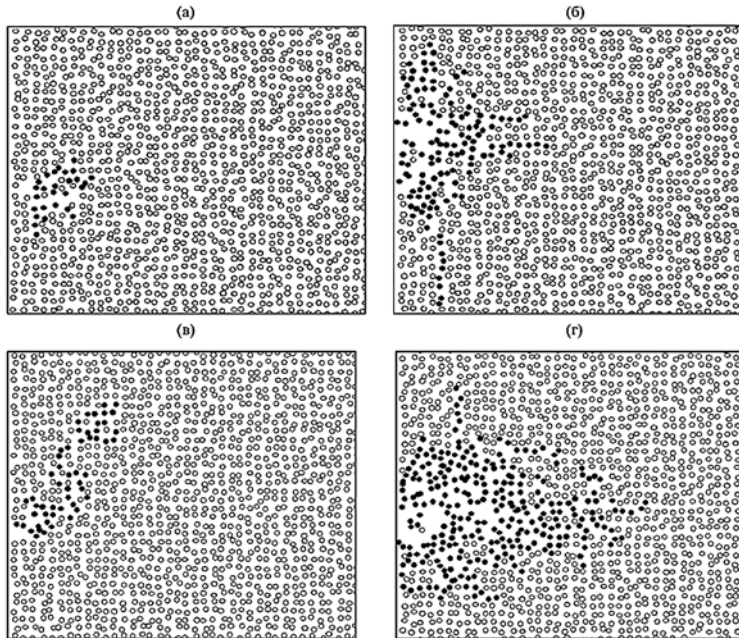


Рис. 8.6. Структура дефектов от атома H (двумерная модель): $\varepsilon_0 = 1$ кэВ, $\varepsilon_c = 25$ эВ (а); $\varepsilon_0 = 10$ кэВ, $\varepsilon_c = 25$ эВ (б); $\varepsilon_0 = 1$ кэВ, $\varepsilon_c = 1$ эВ (в); $\varepsilon_0 = 10$ кэВ, $\varepsilon_c = 1$ эВ (г)

двумерных расчетов. Для $\varepsilon_0 = 10$ кэВ и $\varepsilon_c = 25$ эВ и 10 эВ не наблюдается существенных изменений как в гистограмме энергий, так и в структуре дефектов. При $\varepsilon_c = 1$ эВ наблюдается некоторый рост размера дефектов по сравнению с $\varepsilon_c = 25$ эВ при низких энергиях $\varepsilon_0 < 10$ кэВ (рис. 8.6). Однако он значительно меньше, чем следует из энергетической оценки ($a_p \sim 1/\sqrt{\varepsilon_c}$). Для трехмерных расчетов воздействия потока на аморфную структуру стекла принималось $\varepsilon_c = 1$ эВ.

Окончательный результат воздействия потока плазмы на стекло зависит прежде всего от общего количества падающих частиц, которое равно $\Phi = N/4\pi R^2$ ($1/\text{см}^2$), где для взрывных экспериментов типа [Операция «Морская звезда», 1964; Зецер и др., 2004] можно принимать: $N = 10^{28}$ — полное количество частиц плазмы, R — расстояние от центра взрыва до объекта. Для $R = 150$ км $\Phi = 10^{13}$ $1/\text{см}^2$. После того как все частицы упадут на поверхность, среднее расстояние между точками падения $\bar{r} = 1/\sqrt{\Phi} = 31$ Å. В зависимости от энергии (1–1000 кэВ) характерный размер полости D , образованной каждой частицей, меняется примерно в пределах ~ 20 – 200 Å и слабо зависит от рода падающих частиц. Если за границу дефекта принять примерную границу разлета частиц отдачи мишени (черные точки на всех рисунках), то ее зависимость от энергии соответствует сплошной кривой на рис. 8.7.

Энергетическая оценка удовлетворительно согласуется с расчетами (пунктир), если в энергетическом соотношении

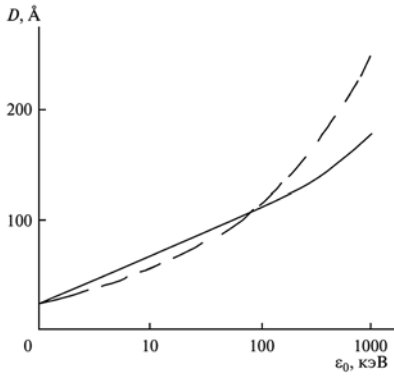


Рис. 8.7. Размер дефекта (полости) в зависимости от энергии падающей частицы: сплошная линия — расчетная оценка, пунктир — энергетическая оценка

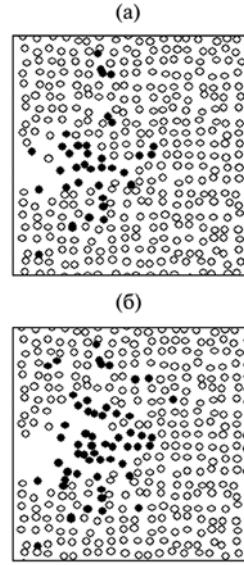


Рис. 8.8. Трехмерные расчеты дефектов в стекле при падении одной (а) и двух (б) частиц в одну полость. Fe, $\epsilon_0 = 10$ кэВ, $\epsilon_c = 1$ эВ. Гибридное сечение

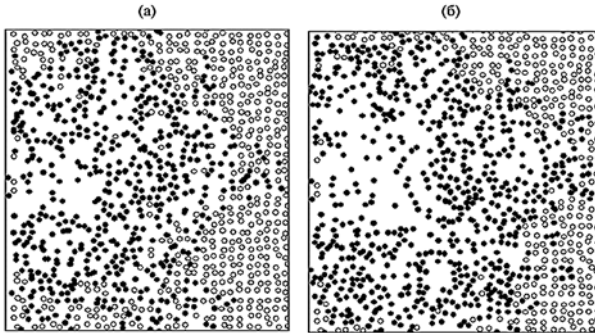


Рис. 8.9. Трехмерные расчеты дефектов в стекле при падении одной (а) и второй (б) частицы в одну и ту же полость. Fe, $\epsilon_0 = 1000$ кэВ, $\epsilon_c = 1$ эВ. Гибридное сечение

$$\frac{1}{d^3} \frac{4}{3} \pi a_T^3 \epsilon_c = \epsilon_0$$

принять за a_T характерный размер полости D , тогда

$$D = d \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_c}}} = 0.62 d \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_c}}.$$

Так как поток действует достаточно продолжительное время $t \sim R/V \cong 0.3$ с (при $R = 150$ км, $V = 5 \cdot 10^7$ см/с), то в образуемую первой падающей

частицей полость попадают следующие налетающие частицы, углубляют и расширяют ее. На рис. 8.8–8.9 показаны результаты трехмерных расчетов дефектов в стекле от одной и двух последовательно падающих частиц. Каждая последующая частица проходит почти без столкновений полость, созданную предыдущими частицами, и увеличивает ее общий размер и глубину примерно на KD , где D — размер полости, образованной первой частицей, $K = 0.6–1.0$, в зависимости от условий. Всего в одну полость падает примерно $N_0 = \pi D^2 \Phi / 4$ частиц. При $\varepsilon_0 = 10$ кэВ $D \cong 70 \text{ \AA}$ получаем $N_0 = 4.2$, т. е. 4–5 частиц. Таким образом, окончательный размер полости будет приближенно равен $l = D[1 + K(N_0 - 1)] \approx N_0 D$ при $K = 1$. То есть глубина приповерхностного слоя стекла, где будут сосредоточены дефекты в виде близко расположенных или перекрывающихся полостей (\bar{V} сравнимо с D), будет порядка l .

8.3. Оценка влияния дефектов в прозрачных диэлектриках на рассеяние света

Для описания рассеяния света, как известно, используют две характеристики: сечение рассеяния и индикатриса рассеяния. Интегральный эффект рассеяния определяется его сечением. Рэлей рассмотрел общую задачу упругого (без изменения частоты) рассеяния света на атомах, молекулах, частицах при условии, когда их размеры $a \ll \lambda$. В этом случае электромагнитное поле вблизи частицы можно считать однородным, и частица, в дипольном приближении, приобретает электрический и магнитный дипольные моменты, которые и определяют переизлучение падающей волны. Решая электростатическую задачу, легко найти индуцируемый электрический дипольный момент частицы:

$$P = 4\pi\varepsilon_0 E_0 a^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} = 4\pi\varepsilon_0 EV\alpha,$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости частицы и окружающей среды;

$$V = \frac{4}{3}\pi a^3; \quad \alpha = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}.$$

На расстояниях от частицы $r \gg \lambda$ можно использовать мультипольное разложение и получить выражение для дифференциального сечения [Ландау, Лифшиц, 1982]:

$$d\sigma = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \alpha^2 V^2 \sin^2 \theta d\Omega.$$

Интегрируя по $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ при $0 \leq \theta \leq \pi$, получаем полное сечение:

$$\sigma = \frac{128\pi^5}{3} \frac{V^2 \alpha^2}{\lambda^4}.$$

Если волна не поляризована, то дополнительное угловое усреднение приводит к формуле, близкой к полученной (отличие менее 15%). При упругом рассеянии сечение по своему физическому смыслу есть размер площади, не пропускающей свет в направлении его первоначального пространства. Поэтому оптическая толщина, характеризующая степень ослабления света, есть $\tau = \langle n \rangle l \sigma$, где $\langle n \rangle$ — средняя концентрация рассеивающих частиц в слое l . Для середины спектра видимого диапазона $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, показателя преломления $n_2 = 1.5$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2 = 2.25$ получаем $\alpha = -0.054$. Так как часть полостей может перекрываться ($\bar{r} \sim D$), то для расчета объема полости используем l в качестве характерного радиуса, тогда $V = \frac{4}{3} \pi l^3 \approx 4l^3$. Концентрацию полостей можно оценить в среднем по общей формуле:

$$n_V = \frac{N_V}{V_V} = \frac{\Phi \Delta S / N_0}{\Delta S l} = \frac{4}{\pi D^2 l}.$$

Тогда, учитывая, что $\sigma = 10^{20} l^6$ (l — см; σ — см²), получаем для оптической толщины $\tau = n_V l \sigma = 1.3 \cdot 10^{20} N_0^6 D^4 = 0.17$ при $N_0 = 4.2$, $D = 70 \text{ \AA}$, т. е. около 20% света рассеивается. Таким образом, рассмотренный механизм дефектообразования в приповерхностном слое стекла под действием разреженного потока плазмы взрыва приводит к существенному снижению оптических свойств стекла в результате рассеяния света.

Отметим, что здесь рассмотрен лишь один, самый элементарный механизм ослабления светового потока, поэтому выполненные исследования можно рассматривать как оценку снизу. Оценим возможный термический эффект от действия разреженного плазменного потока. Характерное время распространения тепла из слоя l внутрь стекла будет $t_\lambda \approx l^2 / \chi$. Коэффициент температурной проводимости $\chi \approx 0.7 \text{ см}^2/\text{с}$, $l \approx 300 \text{ \AA}$, $t_\lambda \approx 1.3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Поэтому, хотя в отсутствие теплопередачи $\Delta T = \varepsilon_0 \Phi / c \rho l \approx 1200\text{--}2400 \text{ К}$ (в зависимости от теплоемкости c , которая может меняться в процессе разогрева, $c = 47\text{--}75 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$), однако из-за того, что $\tau = R/U \gg t_\lambda$, тепло очень быстро уносится внутрь тела, и реальное повышение температуры очень мало для того, чтобы можно было говорить о термических эффектах воздействия при рассматриваемых потоках.

Рассмотренный механизм будет действовать на расстоянии от взрыва $\sim 100\text{--}300 \text{ км}$. Однако, учитывая струйный характер движения плазмы в геомагнитном поле, это расстояние может быть и значительно больше в зависимости от ориентации объекта и потока плазмы.

Таким образом, в данной главе продемонстрирована физическая и численная модель воздействия высокоэнергетичных частиц разреженного плазменного потока на поверхность кристаллических и аморфных тел (стекло). Показано, что возникающие даже при непродолжительном воздействии дефекты в приповерхностном слое стекла, служащем защитой для многих чувствительных элементов космических аппаратов, существенно снижают его прозрачность даже при очень большом расстоянии от источника плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адушкин В.В., Зецер И.Ю., Киселев Ю.Н. // Докл. РАН. — 1999. — Т. 361. — С. 818.
2. Адушкин В.В., Хазинс В.М., Шувалов В.В. Влияние вулканизма на окружающую среду / Изменения окружающей среды и климата: природные и связанные с ними техногенные катастрофы: монография. В 8 т. / Под ред. кол. Н.П. Лаверова. — РАН. — М.: ИФЗ РАН, 2008. — Т. 2. — С. 237–261.
3. Александров В.В., Стенчиков Г.Л. Об одном вычислительном эксперименте, моделирующем климатические последствия ядерной войны // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1984. — Т. 24. — № 1. — С. 140–144.
4. Алидибиров М.А. Модель высвобождения энергии при вулканических взрывах вулканического типа // Вулканология и сейсмология. — 1987. — № 4. — С. 50–58.
5. Альтеркоп Б.А., Мишин Е.В., Рухадзе А.А. К теории магнитной неустойчивости лазерной плазмы // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 19. — С. 291–294.
6. Ананьин Д.О., Гусаков А.В., Жидков Н.В. и др. Способ определения удельной энергии, необходимой для разрушения опасного астероида ядерным взрывом. Заявка на изобретение. — № 2017115608–03.05.2017.
7. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Воробьев Е.Д. и др. Лазерный инжектор многозарядных ионов // Препринт ИОЯИ, Дубна. — 1973. — Р. 7–73681.
8. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Еремин Ю.В., Ступицкий Е.Л., Новиков И.К., Фролов С.П. Исследования разлета лазерной плазмы в фоновый газ с помощью высокоскоростной фотографии // Квантовая электроника. — 1991. — Т. 18. — № 7. — С. 869–872.
9. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В., Новиков И.К., Ступицкий Е.Л. Воздействие лазерного импульса на мишень. I. Фотоэлектронный механизм генерации спонтанного магнитного поля // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10. — № 3. — С. 523–533.
10. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л. и др. // Физика плазмы. — 1983. — Т. 9. — Вып. 2. — С. 319–325.
11. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Любченко О.С., Новиков И.К., Ступицкий Е.Л., Фролов С.П., Худавердян А.М. Взаимодействие лазерной плазмы с разреженным газом // Препринт МИФИ, 1985.
12. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Новиков И.К., Ступицкий Е.Л. Магнитное поле на фронте лазерной плазмы, разлетающейся в фоновую среду // Квантовая электроника. — 1984. — Т. 11. — № 7. — С. 1471–1473.
13. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Пекленков В.Д., Ступицкий Е.Л. Пространственно-временные характеристики лазерной плазмы в поперечном магнитном поле // Материалы конференции по ФНТП. — Л.: Наука, 1983.
14. Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Ступицкий Е.Л. и др. Спектральные исследования углеродной лазерной плазмы, разлетающейся в фоновую среду // Физика плазмы. — 1983. — Т. 9. — Вып. 2. — С. 319–325.
15. Ананьин О.Б., Ступицкий Е.Л. // Физика плазмы. — 1981. — Т. 7. — № 6.
16. Андрианкин Э.И., Мягков Н.Н. Двойной взрыв в совершенном газе // ПМТФ. — 1981. — № 4. — С. 119–125.
17. Андрианкин Э.И., Мягков Н.Н. Распространение ударных волн при двойном взрыве в газе с противодавлением // ПМТФ. — 1983. — № 5. — С. 98–103.
18. Андрущенко В.А. Парный взрыв в экспоненциальной атмосфере // ИФЖ. — 1994. — Т. 66. — № 6. — С. 657–661.

19. Андрущенко В.А. Дрейф термика и пары термиков в поле стратифицированного ветра // Изв. РАН. ФАО. — 1993. — Т. 29. — № 5. — С. 616–620.

20. Андрущенко В.А. и др. О формировании вихревых структур внутри области сильного взрыва в неоднородной атмосфере / XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. — Аннот. докл. — Казань: Изд-во Академии наук РТ, 2015. — С. 17.

21. Андрущенко В.А. О прохождении сферических ударных волн через термик // Инженерно-физический журнал. — 1989. — Т. 57. — № 2. — С. 270–275.

22. Андрущенко В.А. Парный взрыв в экспоненциальной атмосфере // Инженерно-физический журнал. — 1994. — Т. 66 — № 6. — С. 657–661.

23. Андрущенко В.А. Численное моделирование подъема приповерхностных термиков // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 2. — С. 129–135.

24. Андрущенко В.А., Баренблатт Г.И., Чудов Л.А. Автомодельное распространение сильных взрывных волн при наличии излучения или выделения энергии на фронте волны / Успехи механики деформируемых сред. — М.: Наука, 1975. — С. 35–44.

25. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Мурашкин И.В. Численное решение задачи о взрыве малого космического тела в переменных Лагранжа // Вестник Нижегородского ун-та им. Лобачевского. — 2011. — № 4 (3). — С. 628–630.

26. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Мурашкин И.В., Холин Н.Н. Качественный анализ начального этапа возникновения вихревого движения внутри области взрыва в неоднородной атмосфере / Проблемы вычисл. и прикл. механики. Автоматизация моделирования. Вып. № 3. — М.: Компания Спутник+, 2013. — С. 51–58.

27. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Мурашкин И.В., Холин Н.Н. Математическое моделирование динамики и разрушения магматических бомб, образующихся при извержении подводных вулканов // Инженерно-физический журнал. — 2020б. — Т. 93. — № 5. — С. 1265–1270.

28. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Мурашкин И.В., Холин Н.Н. Построение приближенного решения задачи о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере // Изв. ОГТУ. Фундаментальные и прикладные проблемы техники и технологии. — 2013а. — № 4. — С. 33–40.

29. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Мурашкин И.В., Холин Н.Н. Разрушение лавового купола подводного вулкана // ПММ. — 2019б. — Т. 83. — № 4. — С. 635–641.

30. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Султанов И.А., Шевелев Ю.Д. Кометно-астероидная опасность и возможность ее предотвращения. Состояние вопроса (обзор) / Проблемы вычисл. и прикл. механики. Автоматизация моделирования. Вып. № 1. — М.: Компания Спутник+, 2007. — С. 51–81.

31. Андрущенко В.А., Головешкин В.А., Султанов И.А., Шевелев Ю.Д. Проявления вулканизма (обзор) / Проблемы вычисл. и прикл. мех. Автоматизация моделирования. Вып. 2. — М.: МАКС Пресс, 2012. — С. 86–133.

32. Андрущенко В.А., Кестенбойм Х.С. К расчету отражения волны точечного взрыва от плоскости // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1982. — № 5. — С. 179–182.

33. Андрущенко В.А., Кестенбойм Х.С., Чудов Л.А. Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // Известия АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 6. — С. 144–151.

34. Андрущенко В.А., Кестенбойм Х.С., Чудов Л.А. Расчет подъема и взаимодействия термиков в атмосфере (осесимметричная и пространственная задачи) / Турбулентные струйные течения. — Таллин: АН ЭССР, 1985. — С. 227–231.

35. Андрущенко В.А., Лукашенко В.Т., Максимов Ф.А. и др. Комплексное математическое исследование падения болидов в атмосфере с завершающим множественным взрывом // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2018. — Т. 58. — № 8. — С. 97–112.
36. Андрущенко В.А., Максимов Ф.А., Сызранова Н.Г. Моделирование полета и разрушения болида Бенешов // Компьютерные исследования и моделирование. — 2018б. — Т. 10. № 5. — С. 605–618.
37. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В. Взаимодействие сферических ударных волн с приповерхностными тепловыми газовыми неоднородностями // ФГВ. — 1990. — № 3. — С. 77–82.
38. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В. Динамика взаимодействия двух коаксиальных вихревых колец при естественной конвекции // Известия АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 4. — С. 169–171.
39. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В. О возможности обращенного маховского отражения при лазерном взрыве над плоской поверхностью // Известия РАН. МЖГ. — 1993. — № 6. — С. 129–134.
40. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В. Парный взрыв над нагретой поверхностью // Инженерно-физический журнал. — 1992. — Т. 62. — № 3. — С. 465–472.
41. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В., Чудов Л.А. Взаимодействие ударных волн с тепловыми слоями — численное исследование // Химическая физика. — 2000. — Т. 19. — № 1. — С. 22–26.
42. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В., Чудов Л.А. Отражение сферической ударной волны от плоскости при наличии на ней слоя нагретого газа // Известия АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 4. — С. 141–147.
43. Андрущенко В.А., Мещеряков М.В., Чудов Л.А. Применение методов конечных разностей к расчету взаимодействия ударных волн с тепловым слоем // Мат. моделирование. — 1990. — Т. 2. — № 1. — С. 49–55.
44. Андрущенко В.А., Моисеева Д.С., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л. Моделирование физических процессов воздействия мощного ядерного взрыва на астероид // Компьютерные исследования и моделирование. — 2019а. — Т. 11. — № 5. — С. 861–877.
45. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В. Численное исследование задачи о шести точечных взрывах / Материалы XX Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ' 2016). — М.: Изд-во МАИ, 2016б. — С. 169–171.
46. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В. Численное решение модельной задачи о взаимодействии четырех сферических волн в неоднородной атмосфере // Естественные и технические науки. — 2014. — № 4. — С. 16–18.
47. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В. Численное решение модельной задачи о точечных взрывах, расположенных в вершинах правильного тетраэдра // Материалы XX юбилейной междунар. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2017). — М.: Изд-во МАИ, 2017. — С. 365–367.
48. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. Интенсивные атмосферные вихри. Проблемы оценки и управления рисками. Методы предотвращения. — М.: ЛЕНАНД, 2017. — 304 с.
49. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. Численное исследование взаимодействий множественных сферических ударных волн друг с другом и подстилающей поверхностью // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2016. — Т. 16. — № 6. — С. 1115–1121.

50. Андрущенко В.А., Мурашкин И.В., Шевелев Ю.Д. Численное решение задачи о взрыве в атмосферах планет в переменных Лагранжа // Известия РАН МЖГ. — 2013б. — № 3. — С. 148–156.

51. Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л. Численные исследования структуры возмущенных областей, образованных мощными взрывами на различных высотах (обзор) // Компьютерные исследования и моделирование. — 2020а. — Т. 12. — № 1. — С. 97–140.

52. Андрущенко В.А., Чудов Л.А. Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа // Известия АН СССР. МЖГ. — 1988. — № 1. — С. 96–100.

53. Анисимов С.И., Зельдович Я.Б. Рэлей-тейлоровская неустойчивость границы между продуктами детонации и газом при сферическом взрыве // Письма в ЖТФ. — 1977. — Т. 3. — Вып. 2. — С. 1081–1085.

54. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металл. — М.: Наука, 1979.

55. Аристов Е.Ю., Лушев А.А., Баранов В.К. и др. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2018. — Т. 153. — Вып. 1. — С. 157–172.

56. Аристова А.Ю., Белов И.А., Гаранин Р.В. и др. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерного взрыва на каменные, ледяные и железно-никелевые астероиды // Забабахинские научные чтения: сб. материалов 14-й Международной конференции, РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, 2019. — С. 35.

57. Арсеньев Г.Н., Семенов Б.И., Торговкин С.Н., Трекин В.В. Двойное использование систем ракетно-космической обороны в интересах решения проблем АКО // Информационно-измерительные и управляемые системы. — 2006. — Т. 4. — № 5. — С. 5–12.

58. Артемьев В.И. и др. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн // Математическое моделирование. — 1989. — Т. 1. — № 8. — С. 1–11.

59. Асатуров М.Л., Будыго Н.И., Винников К.Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 256 с.

60. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. — М.: ГИФМЛ, 1958.

61. Астероидно-кометная опасность / Под ред. Сокольского А.Г. — СПб.: ИТА РАН, 1996.

62. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б.М. Шустова, Л.В. Рыхловой. — М.: Наука, 2010. — 384 с.

63. Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия / Под общ. ред. В.А. Пучкова. — М.: ФГВУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2015. — 272 с.

64. Бабенко К.И. и др. Методы решения некоторых двумерных задач // Вопросы вычислительной математики и вычислительной техники. — М.: Машгиз, 1963. — С. 99–103.

65. Багров А.В. Потоки тел декаметровых размеров через околоземное пространство / Матер. Всеросс. научн. конф. «Метеорит Челябинск — год на Земле». Челябинск, 2014. — С. 82–89.

66. Барелко В.В., Кузнецов М.В., Быков Л.А. К вопросу о роли механизма «парового взрыва» в природных катастрофах. Взрывы метеоритов и извержения вулканов // Техн. гражд. безопасности. — 2015. — Т. 12. — № 2. — С. 60–63.

67. Барелко В.В., Кузнецов М.В., Быков Л.А. Механизм «парового взрыва» в техногенных и природных катастрофах // Безопасность объектов топливно-энергетического комплекса (ТЭК). — 2014. — № 2 (6). — С. 128–133.
68. Баренблатт Г.И. Подobie, автомодельность, промежуточная асимптотика. — Л.: Гидрометеиздат, 1982.
69. Бармин А.А., Мельник О.Э. Гидродинамика вулканических извержений // Успехи механики. — 2002. — № 1. — С. 32–60.
70. Бархударов Э.М. и др. Диссипация слабой ударной волны в лазерной искре в воздухе // Письма в ЖТФ. — 1984. — Т. 10. — № 19. — С. 1178–1181.
71. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В. Исследование динамики нагревания и разлета плазмы, образующейся при фокусировании мощного излучения лазера на вещество // Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева. — 1970. — Т. 52. — С. 171–236.
72. Баум Ф.А., Каплан С.А., Станюкович К.П. Введение в космическую газодинамику. — М.: Гос. изд-во физ-мат. лит., 1968.
73. Башурин В.П. и др. Кинетическое описание сильного взрыва в разреженном газе // ПМТФ. — 1982. — № 2 — С. 80.
74. Беграмбеков Л.Б. // Итоги науки и техники. — 1993. — Т. 7. — С. 7.
75. Белов И.А., Бельков С.А., Ворошин А.Ю. и др. Исследование на лазерной установке «Луч» критериев разрушения астероидноподобных тел из хондрита при воздействии на них мощного импульсного излучения // X Всероссийская школа по лазерным технологиям. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2017. — С. 322.
76. Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. — М.: Янус-К, 2000.
77. Бойко В.А. и др. Спектры Sc XIY и Sc XY в области 100–200А, излучаемые лазерной плазмой. — М.: Препринт ФИАН, 1972. — № 4.
78. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортвов В.Е. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. — М.: Физматлит, 2003. — 687 с.
79. Большов Л.А., Дергач О.Н., Каневский М.Ф. и др. // Известия АН СССР. — 1988. — Т. 52. — С. 1852.
80. Большов Л.А., Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. О самопроизвольном замагничивании электронной теплопроводности в лазерной плазме // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 19. — Вып. 5 — С. 288–291.
81. Бондаренко А.П., Гусев В.Б. Концепция создания комплексной глобальной системы минимизации астероидной опасности // Тез. докл. Всерос. конференции «Астероидная опасность — 95». — Т. 2. — Спб.: ИТА РАН, 1995.
82. Бондаренко Ю.С., Медведев Ю.Д. Движение астероидов и комет в атмосфере Земли / Тр. Ин-та прикл. астрон. РАН. — 2014. — Вып. 31. — С. 25–38.
83. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме / В сб. «Вопросы теории плазмы». Вып. 1. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Госатомиздат, 1963.
84. Брюнеткин Б.А., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Фаенов А.Я. Взаимодействие сгустков лазерной плазмы // Квантовая электроника. — 1991. — Т. 18. — № 7. — С. 877–881.
85. Будаго М.И., Голицын Г.С., Израэль Ю.А. Глобальные климатические катастрофы. — М.: Гидрометеиздат, 1986. — 158 с.
86. Бурдонский И.Н., Леонов А.Г., Макаров К.Н., Юфа В.Н. Измерение удельного импульса отдачи для моделирования воздействия лазерного излучения на потенциально опасные астероиды // Забабахинские научные чтения: сб. материалов 14-й Международной конференции, РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск. — 2019. — С. 42.
87. Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф. // ЖТФ. — 1988. — Т. 58. — № 3. — С. 559.

88. *Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А., Темкин М. М.* Таблицы пространственного распределения ионно-имплантированных примесей. — Минск: БГУ, 1980. — 352 с.
89. *Влодавец В. И.* Вулканы Земли. — М.: Наука, 1973. — 169 с.
90. *Войцены В. С., Гужова С. К., Титов В. И.* Воздействие низкотемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 224 с.
91. *Войцеховский Б. В.* К проблеме Тунгусского метеорита // ФГВ. — 1980. — № 5. — С. 5–8.
92. *Воробьев О. В., Холодов Я. А.* Об одном методе численного интегрирования одномерных задач газовой динамики // Математическое моделирование. — 1996. — Т. 8. — № 1. — С. 77–92.
93. *Ворожцов В. Е., Яненко Н. Н.* Методы локализации особенностей при численном решении задач газодинамики. — Новосибирск: Наука, 1985.
94. *Гаврилов Б. Г., Зецер Ю. И., Менг Ч. И.* // Космические исследования. — 2003. — Т. 41. — № 1. — С. 33.
95. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* Нелинейная теория плазмы // В сб. «Волновая теория». — Вып. 7. — М.: Атомиздат, 1977.
96. *Годунов С. К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Мат. сб. — 1959. — Т. 27 (89). — Вып. 3. — С. 271–306.
97. *Головешкин В. А., Андрущенко В. А., Мурашкин И. В.* Об одном возможном представлении постановки задачи о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере // Естественные и технические науки. — 2015. — № 6. — С. 29–34.
98. *Головешкин В. А., Андрущенко В. А., Мурашкин И. В.* Об одном приближенном представлении решения задачи о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере // Естественные и технические науки. — 2013. — № 1. — С. 15–21.
99. *Голубь А. П.* Механизм образования приземного теплового слоя при сильном взрыве в воздухе // ФГВ. — 2006. — Т. 42. — № 4. — С. 100–106.
100. *Горбунов В. А., Никольская Л. С., Петрухин А. И., Пуштарик В. А., Рыбаков В. А.* Структура магнитного поля плазмы лазерного факела при низких плотностях потока излучения // Квантовая электроника. — 1984. — Т. 11. — № 2. — С. 349–354.
101. *Готт Ю. В.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. — М.: Атомиздат, 1978. — 271 с.
102. *Гранналь Б.* Искусственные пучки частиц в космической плазме. — М.: Мир, 1985. — 448 с.
103. *Григал П. В., Любимов А. Г., Пиджаков В. А., Таранов А. А., Чистов В. Г.* Способ заглупления в астероид ядерного устройства // Труды международной научной конференции «Космическая защита Земли». Известия Челябинского научного центра. Спецвыпуск, Ч. 1. — Челябинск, 1997. — С. 201–204.
104. *Григорян С. С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космические исследования. — 1979. — Т. 17. — Вып. 6. — С. 875–893.
105. *Губкин К. Е.* Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. — М.: Наука, 1970. — Т. 2. — С. 289–311.
106. *Дегтярь В. Г., Волков В. А.* Ракетная концепция системы противoaстероидной защиты Земли. — М.: Машиностроение, 2013.
107. Действие ядерного взрыва. — М.: Изд-во «Мир», 1971.
108. *Добрецов Н. Л.* Катастрофические извержения вулкана — готово ли к ним человечество? // Наука из первых рук. — 2018. — № 5 / 6 (80). — С. 74–79.
109. *Добровольский О. В.* Взрывная волна, связанная с движением метеорного тела // Аэромеханика и газовая динамика. — 2002. — № 2. — С. 91–94.

110. Дудоров А.Е., Еретнова О.В. Частота падения метеоритов и болидов / Матер. V конф. молодых ученых «Метеориты, астероиды, кометы». — Екатеринбург: Форт Диалог-Исеть, 2017. — С. 56–60.
111. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
112. Ефремова Е.В., Шустов Б.М. О статистике декаметровых астероидов, сближающихся с Землей / Сб. тез. конф. молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования». 12–14 апр. 2017. — М.: ИКИ РАН. — С. 97.
113. Жигалин А.Т., Архипова Е.В., Харькина Н.А. Подводный вулканизм как одна из причин циклонической активности центральной части Тихого океана // Вестник Международного ун-та природы, общества и человека «Дубна». — 2018. — № 4 (41). — С. 14–21.
114. Завалий В.Н., Семенов Б.И., Третьяков Ю.Н., Трекин В.В. Анализ возможного двойного использования систем ракетно-космической обороны в интересах решения проблемы защиты от опасных космических объектов // Тез. докл. Всерос. конференции «Астероидная опасность — 2005». — Т. 2. — Спб.: ИТА РАН, 2005.
115. Заграфов В.Г., Шаненко А.К. Использование ядерных взрывов для перехвата опасных космических объектов // Атомная энергия. — 1996. — Т. 80. — № 4. — С. 21.
116. Заграфов В.Г., Шаненко А.К., Рыжанский В.А., Иванов А.Г. Применение ядерных взрывов для воздействия на малые космические тела в случае опасности столкновения с Землей // Вопросы атомной науки и техники. Серия ТиПФ. — 2009. — № 2. — С. 45–53.
117. Зайцев А.В. Система планетарной защиты «Цитадель». Концептуальный проект. — М.: НПО им. С.А. Лавочкина, 2000.
118. Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г., Жуков В.Н. Состав и термодинамические функции плазмы. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
119. Захаров Н.С., Шайнога И.С., Коробейников В.П. Численное моделирование процессов разлета и генерации магнитных полей плазменных факелов // Доклады Академии наук СССР. — 1988. — Т. 299. — № 3. — С. 624.
120. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматлит, 2008.
121. Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Жмайло В.А. и др. // Физика горения и взрыва. — 2004. — № 6. — С. 31.
122. Змитренко Н.В., Прочнева Н.Г., Розанов В.Б. Эволюционная модель турбулентного слоя перемешивания // Препринт ФИАН. — 1997. — № 65.
123. Иванов А.Г., Рыжанский В.А. Фрагментация малого небесного тела при его взаимодействии с атмосферой планеты // Докл. РАН. — 1997. — Т. 353. — № 3. — С. 334–337.
124. Ивашкин В.В. О возможности использования лазерного воздействия на сближающееся с Землей небесное тело // ДАН. — 2004. — Т. 397. — № 4. — С. 486–489.
125. Искольдский А.М., Нестерихин Ю.Е., Паташинский А.З. и др. Градиентный взрыв кипящей капли в условиях объемного тепловыделения // Доклады Академии наук СССР. — 1977. — Т. 236. — № 5. — С. 1109–1111.
126. Кадомцев Б.Б. Гидродинамическая устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы. — 1963. — Вып. 2.
127. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. — 310 с.

128. *Кедринский В.К., Давыдов М.Н., Чернов А.А., Такаяма К.* Начальная стадия взрывного извержения вулканов: динамика состояния магмы в волнах нагрузки // Докл. РАН. — 2006. — Т. 407. — № 2. — С. 190–193.

129. *Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А.* Точечный взрыв (Методы расчета. Таблицы). — М.: Наука, 1974.

130. *Коблов П.И., Симоненко В.А., Иванов Ю.А. и др.* // Основные требования к ядерному взрывному устройству (ЯЗУ) для использования в системе защиты Земли (СЗЗ) от астероидов и комет // Известия ВНИИТФ, г. Снежинск. — 1997. — Ч. 1. — С. 182–186.

131. *Коженкова О.А., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л.* Инерционная стратификация разлетающегося ионизированного многокомпонентного плазменного сгустка // Геомагнетизм и аэрономия. — 2013. — Т. 53. — № 5. — С. 620–634.

132. *Козлов Г.И., Ройтенбург Д.И., Ступицкий Е.Л.* Ионизационная релаксация за фронтом ударной волны в ксеноне // ЖТФ. — 1972. — Т. 42. — Вып. 9. — С. 1886–1893.

133. *Козлов Г.И., Ступицкий Е.Л.* Релаксация частично ионизированного газа в сопле // Препринт № 13 ИПМ АН СССР, 1972.

134. *Козлов Г.И., Ступицкий Е.Л.* Таблицы термодинамических параметров аргона и ксенона за падающей и отраженной ударной волной // Препринт ИПМ АН СССР, 1969.

135. *Козлов И.М., Милошевский Г.В., Романов Г.С., Суворов А.Е.* Численное моделирование на основе TVD-схем газодинамических процессов и динамики пылевых частиц при катастрофических вулканических взрывах // Инженерно-физический журнал. — 1999. — Т. 72. — № 6. — С. 1217–1226.

136. *Козлов И.М., Романов Г.С., Суворов А.Е.* Численное моделирование газодинамических процессов при катастрофических взрывах // Инженерно-физический журнал. — 1994. — Т. 66. — № 3. — С. 263–266.

137. *Комаров Ф.Ф., Новиков А.П.* Ионно-лучевое перемешивание при облучении металлов // Итоги науки и техники. Серия: Пучки заряженных частиц и твердое тело. Распыление. — М.: ВИНТИ. — 1993. — Т. 7. — С. 54–81.

138. *Компанеец А.С. и др.* Распространение сильного взрыва в неоднородной атмосфере // Прикладная механика и техническая физика. — 1962. — № 6. — С. 3–7.

139. *Компанеец А.С.* Точечный взрыв в неоднородной атмосфере // ДАН СССР. — 1960. — Т. 130. — № 5. — С. 1001–1003.

140. *Компанеец А.С.* Ударные волны в пластически уплотняющейся среде // ДАН СССР. — 1956. — Т. 109. — № 1. — С. 49–52.

141. *Кондауров В.И., Ломов И.Н., Фортос В.Е.* О действии мощного взрыва на астероид // ДАН РАН. — 1996. — Т. 348. — № 2. — С. 184–187.

142. *Кондратьев В.Н.* Контакты скоростей газофазных реакций. — М.: Наука, 1970.

143. *Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В.* Теория точечного взрыва. — М.: Физматгиз, 1961.

144. *Коробейников В.П., Чушкин П.И., Шуриалов Л.В.* Комплексное моделирование полета и взрыва в атмосфере метеорного тела // Астрономический вестник. — 1991. — Т. 25. — № 3. — С. 327–343.

145. *Косарев И.Б.* Численное моделирование инъекции газа в атмосферу при взрывных вулканических извержениях / Динамические процессы в геосферах. — М.: Геос, 2010. — С. 211–220.

146. *Кудрявцев С.П., Пронина Л.И., Стрелков А.С.* О передаче энергии импульсного рентгеновского источника верхней атмосфере // Космические исследования. — 1974. — Т. 12. — Вып. 1. — С. 92.

147. Кудряшов Н.А., Романов Г.С., Шевяков А.Ф. Численное моделирование взрывного вулканического извержения на начальной стадии // Инженерно-физический журнал. — 2002. — Т. 75. — № 3. — С. 3–8.
148. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. — М.: Физматлит, 2001. — 607 с.
149. Курикса А.А. Возможности обнаружения и сопровождения астероидов, сближающихся с Землей // Конверсия в машиностроении. — 1998. — № 1.
150. Лаверов Н.П., Добрецов Н.Л., Бугатиков О.А. и др. Новейший и современный вулканизм на территории России. — М.: Наука, 2005. — 604 с.
151. Лавриненко Н.Е., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. Особенности поведения плазменной области, образуемой взрывом в верхней атмосфере на высотах 100–120 км // Математическое моделирование. — 2007. — Т. 19. — № 5. — С. 59–71.
152. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 401 с.
153. Левин Б.В., Носов М.А. Возбуждение цунами при вулканических извержениях / Физика цунами и родственных явлений в океане. — М.: Янус-К, 2005. — С. 185–183.
154. Лонгмайр Н. Физика плазмы. — М.: Атомиздат, 1968.
155. Лукашенко В.Т., Андрущенко В.А., Максимов Ф.А. и др. Математическое моделирование движения болидов в атмосфере с завершающим множественным взрывом фрагментов / XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теор. и прикл. механики: сб. тр. в 4 томах. — Т. 2: Механика жидкости и газа. — Уфа: РИЦ БашГУ, 2019. — С. 393–395.
156. Лыжин А.М., Антонец А.И., Лендзиан П.К., Семенов Б.И., Трекин В.В. О возможности использования оптико-электронных средств космического базирования в интересах наблюдений за космическими объектами, входящими в атмосферу Земли // Тез. докл. Всерос. конференции «Астероидная опасность — 96». — Т. 2. — СПб.: ИТА РАН, 1996.
157. Ляхов В.Н., Подлубный В.В., Титоренко В.В. Воздействие ударных волн и струй на элементы конструкций. — М.: Машиностроение, 1989.
158. Магомедов К.М., Холодов А.С. Сеточно-характеристические численные методы. — М.: Наука, 1988. — С. 287.
159. Маров Н.Я. Природа малых тел и их миграция в Солнечной системе // Земля и Вселенная. — 2008. — № 6. — С. 3–18.
160. Мартыненко Ю.В. Эффекты дальнего действия при ионной имплантации // Итоги науки и техники. — 1993. — Т. 7. — С. 82–112.
161. Мартынюк М.М. Роль фазового взрыва космического вещества в процессе разрушения метеоритов / Взаимодействие метеорного вещества с Землей. — Новосибирск: Наука, 1980. — С. 168–178.
162. Медведев Ю.Д., Бондаренко Ю.С., Вавилов Т.Е., Шор В.А. Проблемы исследования астероидно-кометной опасности // Кинематика и физика небесных тел. — 2016. — Т. 32. — № 5. — С. 18–24.
163. Метеоры, летящие вверх. — <http://astroboy-movie.ru/interesnoe/meteore-leyashhie-vverx.html> — 2015.
164. Моисеева Д.С., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. Физические исследования и численное моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов // Международная конференция «Современные методы вычислительной физики», МФТИ, март-апрель. — М., 2018.

165. Морозов В.Г. Технология создания высокопотенциальных радиолокаторов с фазированными антенными решетками // Конверсия в машиностроении. — 1998. — № 1.

166. Моторин А.А., Стулицкий Е.Л., Холодов А.С. Численное моделирование взаимодействия двух сгустков плазмы высокой удельной энергии в ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2016. — Т. 56. — № 4. — С. 496–506.

167. Мурашкин И.В. Взрывы космических тел в атмосферах Земли и Юпитера. Вычислительный эксперимент // Естественные и технические науки. — 2012. — № 3. — С. 28–30.

168. Мурашкин И.В. Приближенное представление решения задачи о сильном точечном взрыве в однородной атмосфере для всех видов симметрии // Труды 56-й Научной конференции МФТИ. Управление и прикладная математика. — 2013. — Т. 2. — С. 104–105.

169. Мурашкин И.В. Численное решение модельной задачи о синхронных взрывах, расположенных в вершинах пяти платоновых тел // Естественные и технические науки. — 2018. — № 11. — С. 340–342.

170. Муртазов А.К., Багров А.В. Концептуальный взгляд на проблему астероидно-кометной опасности. Обнаружение и противодействие / Избран. пробл. астрономии. Матер. IV астроном. конф. «Небо и Земля». — Иркутск: изд-во «Отгиск», 2016. — С. 43–51.

171. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. — М.: Энергоатомиздат, 1993. — Т. 1.

172. Николаева Е.А. Основы механики разрушения. — Пермь: ПГТУ, 2010.

173. Операция «Морская звезда». Сб. статей / Перевод с англ. — М.: Атомиздат, 1964. — 288 с.

174. Орленко Л.П., Еськов Д.А., Симонов А.К. Борьба с астероидами с помощью энергии взрыва // Вопросы оборонной техники. Сер. 16: Технические средства противодействия терроризму. — 2012. — № 9–10. — С. 7–12.

175. Охоцимский Д.Е. и др. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия // Тр. матем. ин-та. — Т. 50. — Изд-во АН СССР, 1957. — 66 с.

176. Партон В.З. Механика разрушения — от теории к практике. — М.: Наука, 1990.

177. Петров Д.В., Шубин О.Н., Симоненко В.А., Елсуков В.П. Взрывное торможение и фрагментация метеоритов в атмосфере // Инженерная физика. — 2018. — № 12. — С. 3–11.

178. Пилюгин Н.Н., Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К. О моделировании разрушения космических тел при высокоскоростном ударе // Астрономический вестник. — 2001. — Т. 35. — № 2. — С. 156–166.

179. Питьева Н.В., Питьев Н.П. Массы астероидов и общая масса главного пояса астероидов / Тр. ИПА РАН. — 2014. — Вып. 31. — С. 3–9.

180. Подгорный И.М., Сагдеев Р.З. Физика межпланетной плазмы и лабораторный эксперимент // УФН. — 1969. — Т. 98. — Вып. 3. — С. 409–440.

181. Покровский Г.И. О взрыве метеорных тел, движущихся в атмосфере // Метеоритика. — 1966. — Вып. 27. — С. 103–108.

182. Покровский Г.И. О возможном варианте взрыва метеоров // Метеоритика. — 1964. — Вып. 24. — С. 108–111.

183. Райзер Ю.П. О конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту // ЖЭТФ. — 1959. — Т. 37. — № 6 — С. 1741–1750.

184. Рахматулин Х.А., Шемякин Е.И., Демьянов Ю.А., Звягин А.В. Прочность и разрушение при кратковременных нагрузках. — М.: Логос, 2008. — 616 с.

185. Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Шапранов А.В. Численное моделирование поведения плазменной струи в геомагнитном поле // Геомагнетизм и аэрномия. — 2003. — Т. 43. — № 3. — С. 306–314.
186. Родионов В.В., Возовиков В.В., Задворнов Ю.А. и др. // Ядерные средства воздействия на опасные космические объекты. Состав и схема функционирования // Известия ВНИИТФ, г. Снежинск. — Ч. 1. — 1997. — С. 187–193.
187. Розанов В.Б., Степанов Р.В. Анализ сложных многомодовых спектров возмущений поверхностей раздела сред в проблеме гидродинамических неустойчивостей // Препринт ФИАН. — 1997. — № 70.
188. Рытов С.М. О переходе от волновой к геометрической оптике // ДАН СССР. — 1938. — Т. 18. — № 2. — С. 263–266.
189. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1974.
190. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: УРСС, 2004.
191. Седов Л.И. Движение воздуха при сильном взрыве // ДАН СССР. — 1946. — Т. 52. — № 1. — С. 17–20.
192. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.
193. Семенов Б.И. Расчет поля электромагнитной волны, рассеянной гиротропной плазменной неоднородностью, в приближении геометрической оптики // Радиотехника и электроника. — 1974. — Т. 19. — № 1. — С. 51–57.
194. Семенов Б.И., Трекин В.В. Моделирование помех в условиях космического ядерного взрыва // Радиотехника и электроника. — 2004. — Т. 49. — № 6. — С. 645–655.
195. Семенов Б.И., Якубовский С.В. Радиолокационные характеристики ядерного взрыва на начальном этапе его развития // Научное издание. — 2019. — Т. 20. — № 4. — С. 28–48.
196. Слезин Ю.Б. Механизм вулканических извержений (стационарная модель). — М.: Научный Мир, 1998. — 127 с.
197. Смирнов Е.В., Ступицкий Е.Л. Численное моделирование воздействия разреженного плазменного потока на поверхность твердого тела // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2010. — № 1. — С. 102–112.
198. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Наука, 1963.
199. Солнечная система. Под ред. В.Г. Сурдина. — М.: Физматлит, 2017.
200. Станюкович К.П. Применение частных решений уравнений газовой динамики к изучению детонационных и ударных волн // ДАН СССР. — 1946. — Т. 52. — № 7. — С. 593–596.
201. Станюкович К.П., Шалимов В.П. О движении метеорных тел в атмосфере Земли // Метеоритика. — 1961. — Вып. 20. — С. 54–71.
202. Стулов В.П. О разрушении и распаде метеорных тел в атмосфере // Докл. РАН. — 2008. — Т. 421. — № 4. — С. 486–489.
203. Ступицкий Е.Л. Воздействие лазерного импульса на мишень. II. Фотоионизация фоновой среды. // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10. — № 3. — С. 534–540.
204. Ступицкий Е.Л. Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. — М.: Физматлит, 2008.
205. Ступицкий Е.Л. Особенности плазменных течений взрывного типа в околоземном космическом пространстве // Геомагнетизм и аэрномия. — 2006. — Т. 46. — № 1. — С. 26–43.

206. *Стуницкий Е.Л., Выскребенцев А.И., Гузь А.Г.* Некоторые особенности ионизационной структуры и световых характеристик ударных волн // VI Всероссийская конференция «Динамика излучающего газа». — М., 1987.

207. *Стуницкий Е.Л., Гузь А.Г.* Развитие ионизации за фронтом ударной волны // Депонент ЦИВТИ. — № Д 4710. — 1976.

208. *Стуницкий Е.Л., Гузь А.Г.* Ионизационная модель. Ч. 1. Ионизационная кинетика // Депонент ЦИВТИ. — № Д 6284. — 1978.

209. *Стуницкий Е.Л., Любченко О.С., Худавердян А.М.* Неравновесные процессы при разлете высокотемпературного лазерного сгустка // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12. — № 5. — С. 1038–1049.

210. *Стуницкий Е.Л., Ретин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А.* Поведение высокотемпературного плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч. 1. Начальная стадия разлета и торможения плазменного сгустка // Математическое моделирование. — 2004а. — Т. 16. — № 7. — С. 43–58.

211. *Стуницкий Е.Л., Ретин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А.* Численные исследования поведения высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч. 2. Разработка трехмерной модели // Математическое моделирование. — 2004б. — Т. 16. — № 8. — С. 3–23.

212. *Стуницкий Е.Л., Тарасов О.А., Чухутов Х.И.* Распространение радиоволн в атмосфере, возмущенной ядерным взрывом // Физика ядерного взрыва. — Т. 2. — Гл. 15. — 2010.

213. *Стуницкий Е.Л., Харкунов А.Н.* Инерционная стратификация разлетающегося многокомпонентного газового сгустка // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2012. — Т. 52. — № 3. — С. 330–341.

214. *Стуницкий Е.Л., Холодов А.С.* Моделирование динамики плазменного сгустка высокой удельной энергии в верхней атмосфере. Ч. 1. Ранняя стадия разлета и взаимодействия плазменного сгустка с ионосферой и геомагнитным полем (обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2012а. — Т. 52. — № 4. — С. 435–455.

215. *Стуницкий Е.Л., Холодов А.С.* Моделирование динамики плазменного сгустка высокой удельной энергии в верхней атмосфере. Ч. 2. Численное моделирование и физические особенности крупномасштабного плазменного течения на поздней стадии его развития (обзор) // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2012б. — Т. 52. — № 5. — С. 594–625.

216. *Стуницкий Е.Л., Холодов А.С.* Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов. — Долгопрудный: Изд-во «Интеллект», 2019.

217. Таблицы стандартной атмосферы ГОСТ 4401–48. — М.: Стандартизация, 1964. — 89 с.

218. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1972. — 736 с.

219. *Фадеев Ю.И.* Разрушение метеоритных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. — 1967. — Т. 3. — № 2. — С. 276–280.

220. *Федотов С.А.* Об извержениях в кальдере Академии Наук и Карымского вулкана на Камчатке в 1996 г., их изучении и механизме // Вулканология и сейсмология. — 1997. — № 5. — С. 3–37.

221. *Ферми Э.* Тейлоровская неустойчивость несжимаемой жидкости // Научные труды. — Т. 2. — М.: Наука, 1972. — С. 493–497.

222. *Ферми Э., Нейман Дж.* Тейлоровская неустойчивость на границе двух несжимаемых жидкостей // Научные труды. — Т. 2. — М.: Наука, 1972. — С. 498.

223. Физика ядерного взрыва. — М.: Физматлит, 2009. — Т. 1.

224. Физика ядерного взрыва. — М.: Физматлит, 2010. — Т. 2.

225. Физика ядерного взрыва. — М.: Физматлит, 2013. — Т. 3.
226. *Фирстов П.П. и др.* Киносъемка выбросов и схема взрывного процесса вулкана Карымского // Бюллетень вулканолог. станций АН СССР. — 1978. — № 55. — С. 151–157.
227. *Фортвов В.Е.* О действии мощного взрыва на астероид // Избранные статьи и доклады. Ред.-изд. отдел ИПХФ РАН. — Черноголовка, 2005. — С. 501–503.
228. Фундаментальные космические исследования. Кн. 2. Солнечная система. — М.: Физматлит, 2014. — 456 с.
229. *Хазинс В.М., Шувалов В.В.* Моделирование динамики газопеплового облака фреатомагматического извержения / Динамические процессы в геосферах. — Вып. 4. — Сб. научн. тр. ИДГ РАН. — М.: Геос, 2013. — С. 250–258.
230. *Хлыстов А.И., Клиге Р.К.* Глобальное потепление и его возможные причины // Земля и Вселенная. — 2018. — № 1. — С. 60–70.
231. *Холин Н.Н., Головешкин В.А., Андрущенко В.А.* Математические модели волновых явлений в конденсированных средах и динамика метеороидов. — М.: Ленанд, 2016. — 218 с.
232. *Холодов А.С.* О построении разностных схем с положительной аппроксимацией для уравнений гиперболического типа // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1978. — Т. 18. — № 6. — С. 1476–1492.
233. *Холодов А.С., Холодов Я.А., Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Численное исследование поведения высокотемпературного плазменного сгустка в верхней ионосфере. Ч. 2. Разработка трехмерной модели // Математическое моделирование. — 2004. — Т. 16. — № 8. — С. 3–23.
234. *Холодов Я.А., Холодов А.С., Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Численные исследования поведения плазменного облака в верхней ионосфере // Математическое моделирование. — 2005. — Т. 17. — № 11. — С. 43–62.
235. *Хохряков В.А.* О взаимодействии космических тел с атмосферами планет // Космические исследования. — 1977. — Т. 15. — Вып. 2. — С. 203–207.
236. Челябинский суперболид. — Челябинск: Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2016. — 223 с.
237. *Черный Г.Г.* Задача о точечном взрыве // ДАН СССР. — 1957. — Т. 112. — № 2. — С. 213–216.
238. *Черный Г.Г.* Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. — М.: Физматлит, 1959.
239. *Шаненко А.К., Соколов С.С., Мотлохов В.Н. и др.* Изменение траектории опасного космического тела // ВАНТ. Сер. «Теоретическая и прикладная физика». — 2016. — № 1. — С. 53–59.
240. *Шаненко А.К., Соколов С.С., Мотлохов В.Н. и др.* Численное моделирование воздействия высотного взрыва ядерного заряда на астероид // ВАНТ. Сер. «Теоретическая и прикладная физика». — 2017. — № 1. — С. 8–14.
241. *Шевелев Ю.Д.* Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. — М.: Наука, 1986. — 368 с.
242. *Шевелев Ю.Д., Андрущенко В.А., Мурашкин И.В.* Численное решение задачи теории точечного взрыва в переменных Лагранжа. Некоторые новые результаты // Математическое моделирование. — 2011. — Т. 23. — № 9. — С. 135–147.
243. *Шувалов В.В., Трубецкая И.А.* Извержение вулкана Тамборы (1815 г.): обзор наблюдательных данных и численное моделирование / Динамика взаимодействующих геосфер. — М.: ИДГ РАН, 2004. — С. 336–343.
244. *Шурупов А.В. и др.* Цилиндрические взрывные течения // Препринт ИВТАН. — 1985. — № 2.

245. *Шуршалов Л.В.* Крупномасштабный взрыв в неоднородной атмосфере Земли при учете спектрального излучения // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1982. — № 6. — С. 124–130.

246. *Шуршалов Л.В.* Об учете излучения при расчете взрыва в неоднородной атмосфере // Известия АН СССР. МЖГ. — 1980. — № 3. — С. 105–112.

247. *Шустов Б.М.* О роли науки в изучении и парировании космических угроз // Вестник РАН. — 2019. — Т. 89. — № 8. — С. 777–799.

248. *Baker W.E., Cox P.A., Westine P.S. et al.* Explosion hazards and evaluation. — Amsterdam — Oxford — New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 1983.

249. *Barelko V.V., Drozdov M.S., Kuznetsov M.V., Parkin I.P.* Meteorites penetration into the dense layers of the Earth's atmosphere: physical mechanism behind the explosion phenomena // Journ. Earth Sci. engineering. — 2013. — № 3. — P. 829–883.

250. *Borovička J., Spurný P., Brown P., Wiegert P. et al.* The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // Nature. — 2013. — Vol. 503. — P. 235–237.

251. *Brode H.L.* Numerical solutions of spherical blast waves // J. Appl. Phys. — 1955. — Vol. 26. — № 6. — P. 766–775.

252. *Capriotti E.R.* // Astrophys J. — 1973. — Vol. 179. — P. 195.

253. *Ceplecha Z., Revelle D.O.* Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss and radiation in the atmosphere // Meteoritics and Planetary Science. — 2005. — Vol. 40. — № 1. — P. 35–54.

254. *Chopelas A.* Thermal properties of forsterite at mantle pressures derived from vibrational spectroscopy // Phys. Chem. Minerals. — 1990. — Vol. 17. — № 2. — P. 149–156.

255. *Cohen M.B., Inan U.S., Golkowski M., Lehtinen N.G.* On the generation of ELF/VLF waves for long-distance propagation via steerable HF heating of the lower ionosphere // J. Geophys. Res. — 2010. — Vol. 115, Iss. A07233. — P. 1–14.

256. *Dyer P.E., Sidhu T.* Spectroscopic and fast photographic studies of excimer laser polymer ablation // J. Appl. Phys. — 1988. — Vol. 64. — P. 4657–4664.

257. *Encyclopedia of volcanoes* / Editor-in Chief H. Sigurdsson. — USA. San-Diego, San-Francisco, New-York: Academic Press, 2000. — 1417 p.

258. *Faenov A.Ya., Repin A.Yu., Stupitsky E.L.* Interaction of laser-produced plasma clouds in vacuum and background medium // J. Phys. D.: Appl. Phys. — 1992. — Vol. 25. — P. 1583–1590.

259. *Ghiorso M.S., Nevins D., Cutler I., Spera F.J.* Molecular dynamics studies of CaAl₂Si₂O₈ liquid II. Equation of state and a thermodynamic model // Geochim Cosmochim Acta. — 2009. — Vol. 73. — № 22. — P. 6937–6951.

260. *Grady D.E.* Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. — 1982. — Vol. 53. — № 1. — P. 322–325.

261. *Haas J.F., Sturtevant B.* Shock-Induced Deformation and Mixing of a Helium Sphere Immersed in Air // Phys. Fl. — 1986. — Vol. 29. — № 9. — P. 27–72.

262. *Hamernik R.P., Dosanjh D.S.* Shock-Induced Dynamics of a Low-Density Heated-Fluid Element // Phys. Fl. — 1972. — Vol. 15. — № 7. — P. 1248–1253.

263. *Jacchia L.G.* A meteorite that missed Earth // Sky&Telescope. — 1974. — № 7. — P. 5–9.

264. *Kholodov Ya.A.* A monotone high-order accuracy schemes for hyperbolic CFD problems // APS 53rd Meeting of the Division of Fluid Dynamics, Washington, 2000.

265. *Kim K.B. et al.* Boundary-layer theory for blast waves // J. Fluid Mech. — 1975. — Vol. 71. — № 1. — P. 65–88.

266. *Laumbach D.D., Probst R.F.* A point explosion in a cold exponential atmosphere // *J. Fluid Mech.* — 1969. — Vol. 35. — № 1. — P. 53–75.
267. *McInnes C.R.* Deflection of near-Earth asteroids by kinetic energy impacts from retrograde objects // *Planetary and Space Sci.* — 2004. — Vol. 52. — № 7. — P. 587–590.
268. *McKee L. L., Bird R.S., Schwirzke F.* Self-generated magnetic fields associated with a laser-produced plasma // *Phys. Rev.* — 1974. — Vol. 9. — № 3. — P. 1305–1311.
269. *Mitcher M., Landshoft K.M.* Rayleigh-Taylor instability for compressible fluids // *Phys. Fluids.* — 1964. — Vol. 7, Issue 6. — P. 862–867.
270. *Myagkov N.N.* Model of a strong volcanic blast and a method of estimating the mass ejected // *Geophys. J. Int.* — 1998. — Vol. 133. — P. 209–211.
271. *Neumann J.* The point source solution // National Defense Research Committee. Div. B, Report AM-9–30 June 1941.
272. *Osher S.* Numerical solution of singular perturbation problems and hyperbolic systems of conservation laws, in *North Holland Mathematical Studies.* — 1981. — Vol. 47. — P. 179–205.
273. *Phillip W.J.* // *Planet Space Science.* — 1971. — Vol. 19. — P. 1095–1119.
274. *Poukey J.W.* // *Physics of Fluid.* — 1969. — Vol. 12. — № 7. — P. 1452–1458.
275. *Rampino M.R., Self S.* Historic eruptions of Tambora (1815), Krakatau (1883), and Agung (1963), their stratospheric aerosols, and climatic impact // *Quaternary Research.* — 1982. — Vol. 18. — P. 127–143.
276. *Rampino M.R., Self S.* Volcanic winter and accelerated glaciation following the Toba super-eruption // *Nature.* — 1992. — Vol. 359. — № 6390. — P. 50–53.
277. *Rittman A.* *Vulkane und ihre Tätigkeit.* Shtuttgart: Ferdinand Enke Verlag, 1981. — 399 s.
278. *Roe P.L.* Approximate Riemann problem solvers, parameter vectors, and difference schemes // *J. Comput. Phys.* — 1981. — Vol. 43. — № 2. — P. 357–372.
279. *Seitz F., Wigner E.* // *Sci. Amer.* — 1956. — Vol. 195. — № 2. — P. 182.
280. *Solem J.C.* Interception of comets and asteroids on collision course with Earth // *Journal of Spacecraft and rockets.* — 1993. — Vol. 3. — № 2. — P. 222–228.
281. *Stamper J.A. et al.* Spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas // *Phys. Rev. Letters.* — 1971. — Vol. 26. — P. 1012.
282. *Takayama K., Ben-Dor G.* The inverse Mach reflection // *AIAA. Journ.* — 1985. — Vol. 23, № 12. — P. 1853–1859.
283. *Tatsumi Y., Suzuki-Kamata K., Matsuno T., et al.* Giant rhyolite — lava dome formation after 7.3 ka super-eruption at Kikai caldera // *Geophys. Volcano.* — 2018. — Vol. 8. — № 2753. — P. 1–9.
284. *Taylor G.I.* // *Proc. Roy. Soc. London.* A186.273–1946; A201.175–1950.
285. *Taylor G.I.* The formation of blast wave by a very intense explosion // Ministry of Home Security. Report RC-210. British Civil Defense Research Committee. — 27 June 1941 — P. II — 5–153.
286. *Wood A.W., Bower S.M.* The decompression of volcanic jets in a crater during explosive volcanic eruptions // *Earth and Planetary Sci. Lett.* — 1995. — Vol. 131, Iss. 3–4. — P. 189–205.

Андрущенко В.А., Ступицкий Е.Л.,
Моисеева Д.С., Моторин А.А., Мурашкин И.В.

ИССЛЕДОВАНИЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ЯВЛЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С РАЗВИТИЕМ
И ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВОВ

Подписано в печать 16.11.2020. Формат 70x100 1/16.
Гарнитура Times. Печ. л. 12,00.
Тираж 300 экз. Заказ № 5850.

Издатель – Российская академия наук

Оригинал-макет подготовлен
«Буки Веди»

Публикуется в авторской редакции

Отпечатано в «Буки Веди»
117246, г. Москва, проезд Научный, д. 19, этаж 2, ком. 6Д, оф. 202
+7 (495) 926-63-96, www.bukivedi.com, info@bukivedi.com

Издается в соответствии с постановлением
Научно-издательского совета Российской академии наук (НИСО РАН)
от 11 февраля 2020 г. № 01 и распространяется бесплатно