

01;03

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОТРАЖЕНИЯ КОЛЬЦЕВОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОСИ СИММЕТРИИ, ТВЕРДОЙ ПЛОСКОСТИ И ПЛОСКОГО ГАЗОВОГО СЛОЯ

© П.А.Войнович,¹ Е.Л.Сатунина,² Е.В.Тимофеев³

¹ Центр перспективных технологий и разработок,
198103 Санкт-Петербург, Россия

² Научно-технологический центр "ПЛАЗМАИОФАН",
117942 Москва, Россия

³ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 11 января 1995 г.)

Численно исследованы кумулятивные течения, возникающие при нестационарных взаимодействиях кольцевой (тороидальной) ударной волны с осью симметрии и твердой поверхностью или газовым слоем повышенной плотности, расположенными перпендикулярно оси. Конечно-разностный метод для решения уравнений Эйлера, основанный на квазимонотонных схемах повышенного порядка аппроксимации и адаптивных неструктурированных сетках, позволил достичь высокого пространственного разрешения. В расчетах зафиксировано возникновение маховского отражения при взаимодействии тороидальной волны с осью симметрии на меньших расстояниях от точки кумуляции, чем это удается сделать в эксперименте, и тем самым подтверждена гипотеза Куранта-Фридрихса. При изучении отражения тороидальной ударной волны от твердой поверхности продемонстрирована ее трансформация в квазисферическую ударную волну, наблюдавшаяся ранее экспериментально. Исследована дальнейшая эволюция первичной конфигурации квазисферической волны. При этом обнаружено существенное искривление приосевого маховского диска при взаимодействии ударных волн квазисферического фронта с осью симметрии. Обсуждены кумулятивные явления, возникающие при взаимодействии тороидальной ударной волны с плоским газовым слоем повышенной плотности.

Введение

Исследование кумулятивных процессов при сжатии ударных волн имеет значительный интерес для физики и технологии высоких давлений из-за возможности сильного концентрирования энергии [1]. Известно, что сходящиеся цилиндрические и сферические ударные волны неустойчивы относительно возмущений их формы, что приводит к ослаблению кумулятивных свойств. В связи с этим весьма важным результатом представляется экспериментально обнаруженный в [2,3]

новый вид кумуляции, реализующийся в геометрии, далекой от сферической, — образование квазисферической сходящейся ударной волны при отражении тороидальной ударной волны от твердой поверхности, расположенной перпендикулярно оси на определенном расстоянии от плоскости симметрии тора. При этом достигается заметное усиление кумулятивного эффекта по сравнению с первичной кумуляцией тороидальной волны на оси симметрии.

Эксперименты [2,3] показали, что характерный линейный размер квазисферической волны при ее образовании значительно (на порядок величины) меньше начального радиуса тороидальной волны. Это существенно затрудняет ее регистрацию и наблюдение за дальнейшей эволюцией. В [2] предложен возможный механизм ударно-волновых взаимодействий при схождении многоугольного фронта квазисферической волны, позволяющий объяснить наблюдаемое усиление кумулятивного эффекта, однако экспериментального подтверждения этой гипотезы получить не удалось (в том числе и с помощью проведенных в [3] расчетах на грубых сетках). Целью настоящей работы является исследование формирования и схождения (кумуляции) квазисферической волны средствами численного моделирования с использованием адаптивных неструктурированных сеток, позволяющих достичь требуемого пространственного разрешения.

Рассматриваемая задача содержит и другую фундаментальную проблему, связанную с типом отражения исходной тороидальной волны от оси симметрии. Согласно гипотезе, выдвинутой еще Курантом и Фридрихсом [4], и анализу в рамках теории Честера-Чизнела-Уизема, проведенному в [5], это отражение всегда (на любом сколь угодно малом расстоянии от точки кумуляции) является маховским. В настоящей работе предпринята попытка достичь весьма высокого пространственного разрешения процесса кумуляции и отражения и зарегистрировать маховское отражение ближе к точке кумуляции, нежели это удастся сделать в физическом эксперименте из-за конечной разрешающей способности оптических систем [6].

В работе приведены также результаты численного исследования взаимодействия тороидальной ударной волны с плоским газовым слоем повышенной плотности. Эта часть работы была инициирована экспериментом Э.М.Бархударова, М.О.Мдивнишвили и М.И.Тактакишвили в Институте физики Академии наук Грузии, в котором изучалось прохождение через лавсановую пленку тороидальной волны, созданной кольцевым газовым разрядом.

Постановка задачи

Предметом исследования в настоящей работе является распространение тороидальной ударной волны и ее взаимодействие с плоской твердой поверхностью и плоским газовым слоем повышенной плотности, расположенными перпендикулярно оси тора. Рассматриваемые течения осесимметричны, так что можно ограничиться двумерным расчетом в плоскости, проходящей через ось симметрии. В экспериментах [2,3,6] источником тороидальной (кольцевой) ударной волны, распространяющейся в воздухе атмосферного давления, служит кольцевой

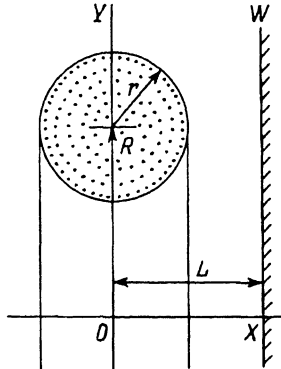


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая взаимное расположение тороидальной области начального энерговыделения (меридиональное сечение тора заштриховано) и твердой стенки W (OX — ось симметрии, OY — плоскость симметрии тора).

газоразрядный источник с большим радиусом $R = 5$ см. В расчетах таким источником служит мгновенное энерговыделение в объеме тора с большим радиусом R и малым радиусом r (схема приведена на рис. 1), которое повышает давление и температуру газа внутри тора с атмосферных значений P_1 и T_1 до значений P_2 и T_2 соответственно. Плотность газа ρ_1 остается неизменной.

Введем декартову систему координат таким образом, чтобы ось OX совпадала с осью симметрии тора, а плоскость $x = 0$ — с плоскостью симметрии тора. Твердая поверхность W соответствует координате $x = L$. Расчетная область ограничивается осью симметрии, плоскостью симметрии тора, стенкой W и некоторой линией $y = y_{max}$, расположенной на достаточном удалении, чтобы не оказывать влияния на течение вблизи оси симметрии.

Основными параметрами задачи являются отношения r/R , L/R и P_2/P_1 . Согласно [2,3], наиболее сильный кумулятивный эффект наблюдается при $L/R = 0.7$. Недостаток экспериментальной информации затрудняет задание величин P_2/P_1 и r/R , определяющих значение добавочной внутренней энергии E внутри объема тора в момент $t = 0$: $P_2 - P_1 = (\gamma - 1)E/V$, где $V = 2\pi^2 r^2 R$ — объема тора. Продолжительность разряда около 30 мкс, причем тороидальная волна достигает оси за 70–75 мкс, так что представляется обоснованным выбирать r/R из диапазона 0.2–0.4 (в большинстве расчетов $r/R = 0.25$). Общая энергия, выделяющаяся в результате разряда, оценивается в 1.2–1.3 кДж, что соответствует $P_2/P_1 = 35$ при $r/R = 0.25$. В [3] указывается, что эффективность преобразования энергии электрического разряда во внутреннюю энергию газа заметно меньше 50% (имеют место потери на излучение). Поэтому в расчетах использовались значения P_2/P_1 из диапазона 5–10. Численные эксперименты показали (см. также [3]), что в рассмотренных пределах конкретные значения начальных условий не оказывают существенного влияния на динамику возникающих ударно-волновых структур.

При численном моделировании взаимодействия с плоским газовым слоем начальные условия соответствовали геометрии, приведенной на рис. 1, со следующими изменениями. Плоскость W , ранее служившая границей расчетной области, теперь становится левой границей плоского газового слоя толщиной $l = 0.03R$, внутри которого задавались начальное давление $P_3 = P_1$ и плотность $\rho_3 = 50\rho_1$. Сама же граница расчетной области сдвигается вправо и на ней задаются мягкие граничные условия.

Основу математической модели составляют уравнения сохранения массы, импульса и энергии вязкого нетеплопроводного газа, записанные в интегральной форме, с соответствующими начальными и граничными условиями. Газ считается совершенным с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$.

Ввиду сложности, нестационарности и априорной непредсказуемости ударно-волновой картины течения используются методы сквозного счета. Часть расчетов выполнена с помощью традиционной методики [7], основанной на декартовой структурированной сетке, расщеплении оператора временного шага по пространственным направлениям и реализации соответствующих одномерных операторов с помощью монотонизированной схемы Мак-Кормака [7], схемы Хартена [8] или схемы Родинова [9].

Главные элементы другого подхода, разработанного в [10–14], – неструктурированные сетки и их нестационарная локальная адаптация к особенностям решения (ударным волнам, контактными и тангенциальным разрывам и др.). При этом достигается примерно десятикратная экономия процессорного времени и оперативной памяти ЭВМ по сравнению с традиционными методиками для получения результата заданной точности. Использование неструктурированных адаптивных сеток позволяет преодолеть главную трудность моделирования рассматриваемых течений, заключающуюся в том, что представляющие интерес ударно-волновые взаимодействия происходят на пространственных характерных масштабах, много меньших размера расчетной области в целом. Применение различного числа уровней дробления сетки в разных пространственных подобластях и изменение порогов дробления/слияния ячеек в ходе расчета еще более расширяют возможности получения высокого пространственного разрешения.

В [15] проведена всесторонняя верификация используемых методов на квазиодномерных задачах о сходимости цилиндрических ударных волн. Показано, что, несмотря на невозможность получения с помощью модели вязкого газа и методов сквозного счета достоверных значений газодинамических параметров в точках кумуляции (их величина зависит от степени подробности сетки), ошибка локализуется в их узкой окрестности и не оказывает влияния на эволюцию течения после момента кумуляции. Следует подчеркнуть, что предметом настоящего исследования является именно динамика ударно-волновых фронтов, а не расчет параметров кумуляции.

Результаты расчетов и их обсуждение

Разрыв газодинамических параметров на поверхности тора в момент времени $t = 0$ приводит к образованию при $t > 0$ тороидальной ударной волны, контактного разрыва и волны разрежения. Ударная волна распространяется по направлению к стенке, оси симметрии и во внешнее пространство (рис. 2).

Приближаясь к оси симметрии, ударная волна ускоряется и увеличивает свою интенсивность, т.е. имеет место кумуляция в точке $(0,0)$, характеризующаяся высокими значениями давления и температуры (теоретическое рассмотрение [16] предсказывает неограниченный рост

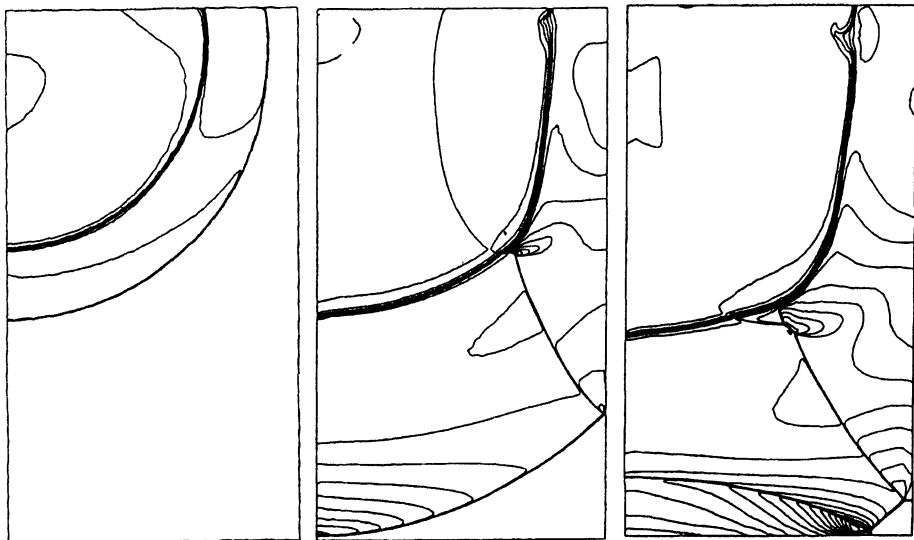


Рис. 2. Эволюция течения при взаимодействии тороидальной волны с твердой поверхностью ($L/R = 0.6$).

Приведены изолинии плотности. Левый обрез на рисунках соответствует плоскости симметрии тора, правый — твердой поверхности, нижний — оси симметрии.

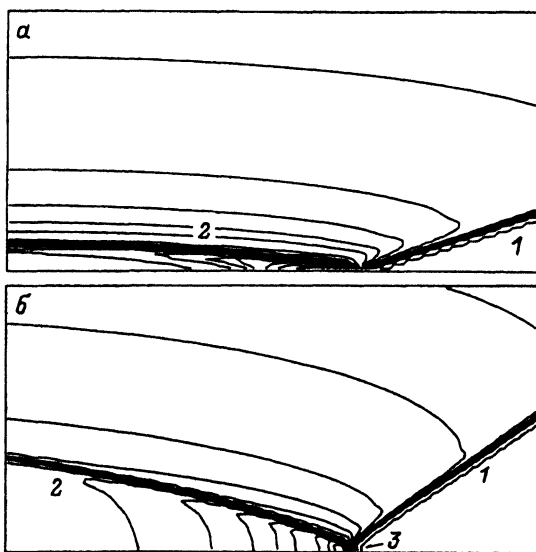
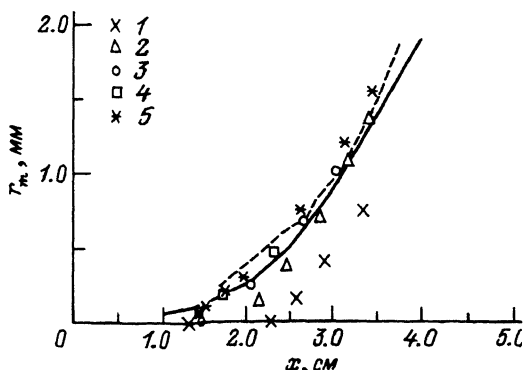


Рис. 3. Эволюция течения при отражении тороидальной волны от оси симметрии вблизи точки $(0,0)$.

a — регулярное отражение, *b* — маховское отражение; 1 — падающая тороидальная волна, 2 — отраженная ударная волна, 3 — приосевой маховский диск. Показаны изолинии давления.

Рис. 4. Зависимость радиуса приосевого маховского диска r_m от осевой координаты x .

Сплошная линия — аналитические результаты [6], штриховая — эксперимент [6], значки — численные результаты для сеток различной степени подробности (в случае расчета на адаптивной неструктурированной сетке указан размер структурированной сетки, эквивалентный минимальному размеру ячеек): 1 — 112×250 , 2 — 350×816 , 3 — 700×1416 , 4 — 800×1500 , 5 — 1400×2800 .



этих величин). Далее происходит отражение фронта от оси. Из-за конечного разрешения разностной сетки во всех расчетах первоначально наблюдается регулярный тип отражения, а затем переход к маховскому типу (рис. 3). Возникающая маховская ударная волна, имеющая форму диска, распространяется вдоль оси. Увеличение подробности сетки приводит к смещению точки перехода вдоль оси OX по направлению к точке кумуляции $(0,0)$. Представленная на рис. 4 зависимость радиуса приосевого маховского диска r_m от координаты x подтверждает теоретические представления [4,5] о том, что в рамках модели невязкого газа маховское отражение формируется сразу же после момента кумуляции из-за изменения локальных значений угла наклона падающего фронта к оси. Отметим, что в расчетах удалось зафиксировать переход к маховскому отражению при меньших значениях x , нежели это позволяет сделать разрешение, достигнутое в эксперименте [6]. Следует особо подчеркнуть, что исследуемая начальная стадия отражения характеризуется очень малыми размерами маховского диска ($r_m < 1$ мм) по сравнению с характерными расстояниями от точки кумуляции ($x > 1$ см) (именно поэтому для r_m и x приняты разные масштабы на рис. 4). Для того чтобы уменьшить координату точки перехода вдвое, требуется повысить сеточное разрешение примерно на порядок. Возникающие вычислительные трудности удалось частично преодолеть с помощью локальной адаптации неструктурированной сетки к решению.

Перейдем к рассмотрению взаимодействия тороидальной ударной волны с твердой поверхностью. Достигнув ее, ударная волна отражается сначала регулярным образом, а затем, если стенка расположена не слишком далеко от области энерговыделения, происходит переход к маховскому отражению. Образующаяся ударная волна Маха представляет собой сходящуюся к оси симметрии цилиндрическую волну.

При определенном положении стенки дальнейшее развитие процесса приводит к образованию вблизи точки $(L; 0)$ сходящейся замкнутой конфигурации фронтов (рис. 5,а), названной в [2,3] квазисферической ударной волной. Она состоит из приосевого маховского диска, цилиндрической маховской ударной волны и участка фронта исходной тороидальной волны. В [2] предлагается следующий гипотетический механизм эволюции квазисферической волны. Тройные точки исходного многоугольного фронта движутся навстречу друг другу так, что со временем участок исходной тороидальной волны исчезает и трой-

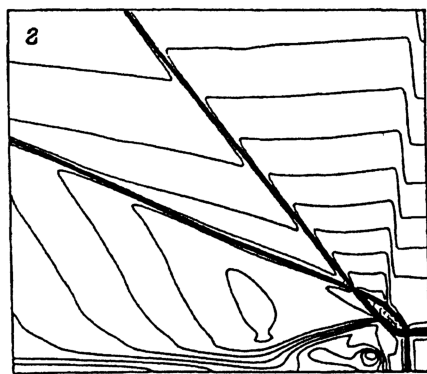
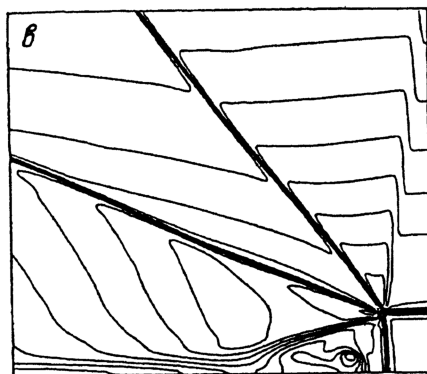
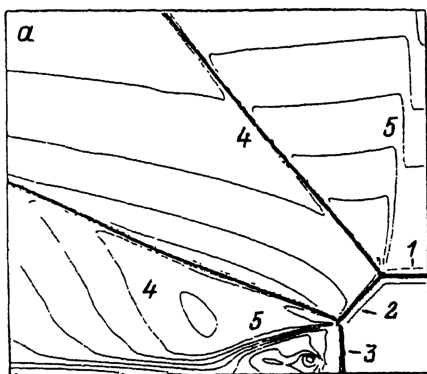


Рис. 5. Эволюция течения в окрестности точки пересечения оси симметрии и твердой поверхности (соответствует правому нижнему углу рисунков).

Приведены изолинии плотности (а-г) и фотография [2,3] (б), соответствующая изолиниям (а); 1 — цилиндрическая сходящаяся маховая ударная волна, 2 — участок исходной тороидальной волны, 3 — приосевой маховый диск, 4 — отраженные от оси симметрии и стенки ударные волны, 5 — тангенциальные разрывы.

ные конфигурации взаимодействуют. Поскольку угол между фронтами, равный 90° , превышает критическое значение для плоских волн, то имеет место маховское отражение. Новые тройные точки движутся по направлению к оси симметрии и стенке, где также возникают маховские отражения. В результате вновь появляется квазисферический фронт, причем составляющие его волны имеют большую интенсивность по сравнению с исходным состоянием, а характерный пространственный размер, напротив, уменьшается примерно в 10 раз. Описанный выше процесс повторяется снова и снова, и именно он ответствен за наблюдаемый сильный кумулятивный эффект.

Первые численные результаты противоречат вышеизложенному предположению. Как хорошо видно из рис. 5, взаимодействие маховского диска и цилиндрической маховской волны носит регулярный характер, что на первый взгляд вполне возможно, поскольку эти профилированные волны различны по своей природе и интенсивности, так что критическое значение угла перехода может отличаться от значения для плоского случая. При этом главную роль в рассматриваемом кумулятивном процессе играет схождение цилиндрической маховской волны. Максимальный эффект, значительно превосходящий первичную кумуляцию в точке $(0,0)$, достигается в том случае, если одно-

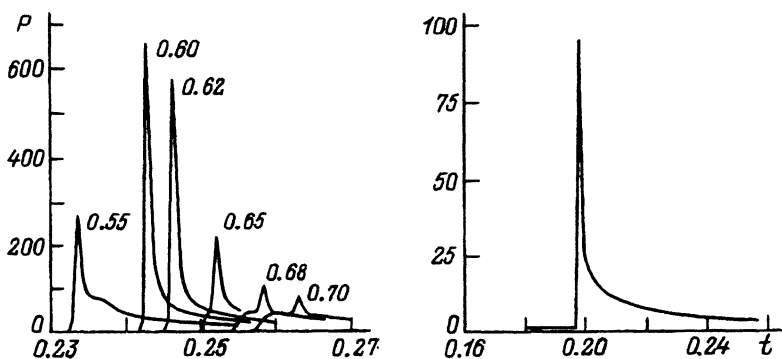


Рис. 6. Временные зависимости давления в точках $(0,0)$ (слева) и $(L,0)$ (справа) для различных положений стенки.

Давление P отнесено к P_1 , время t к $0.002R/\sqrt{P_1/\rho_1}$; цифры у кривых — значения L/R .

временно с ее схлопыванием в точку $(L,0)$ приходит распространяющийся вдоль оси симметрии маховский диск. При его отражении от стенки повышение давления и температуры в результате схлопывания становится еще более существенным. Оптимальное положение стенки удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением $L/R = 0.7$ (рис. 6). Следует иметь в виду, что кривые на рис. 6 получены на одной и той же сетке и носят лишь качественный характер и сравнительный смысл, поскольку давление в точке кумуляции в принятой модели зависит от степени подробности разностной сетки.

Далее вопрос о маховском или регулярном типе взаимодействия приосевого маховского диска и сходящейся маховской цилиндрической волны был изучен при помощи построения ударных полей, причем учитывалось различие в интенсивности волн и приближенно профилированность газодинамических параметров за их фронтом. Анализ показал, что во всех случаях должно иметь место маховское взаимодействие, однако размер маховского стебля может быть достаточно малым. Пространственный размер квазисферической волны в момент времени, приведенный на рис. 5, в, соответствует примерно 25×25 ячейкам самого подробного уровня дробления неструктурированной сетки, что может оказаться недостаточным для разрешения вновь возникающей волны Маха.

По этой причине был выполнен расчет модельной задачи о взаимодействии плоской ударной волны, распространяющейся вдоль оси симметрии (подобной приосевому маховскому диску), и сходящейся цилиндрической ударной волны (подобной сходящейся маховской цилиндрической волне) (рис. 7). Зафиксировано образование маховского отражения (рис. 7, б). Одна из тройных точек достигает оси симметрии, и маховская волна отражается от оси также маховским образом (рис. 7, в). Однако затем наблюдается существенное искривление маховского диска (рис. 7, г). Это явление нарушает дальнейшую эволюцию квазисферического фронта.

Обнаруженная ударно-волновая структура наблюдалась ранее различными авторами при численном моделировании осесимметричных разрывных течений (см., например, [17,18]), однако она пока не получила своего объяснения и экспериментального подтверждения. Имеются

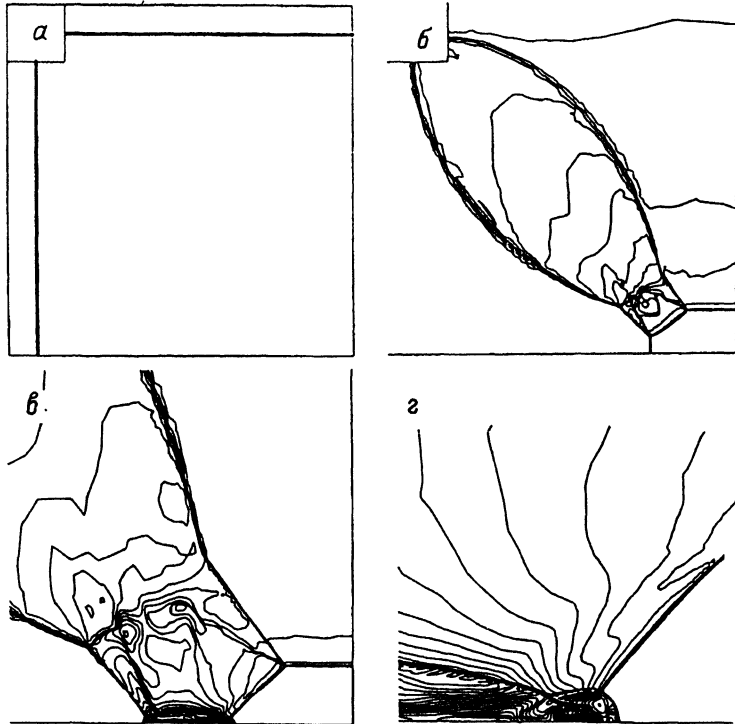


Рис. 7. Эволюция течения при взаимодействии плоской ударной волны и сходящейся цилиндрической ударной волны.

Нижнее поле рисунка соответствует оси симметрии, правое — твердой стенке; а — начальное положение скачков; б — маховое взаимодействие; в — маховское отражение от оси симметрии; г — увеличенный фрагмент рисунка в, соответствующий приосевой области; хорошо видно существенное искривление маховского диска.

как доводы в пользу того, что это реально существующее физическое явление, так и за то, что это нефизический (“схемный”) эффект. С одной стороны, получающаяся конфигурация разрывов близка к форме двойного маховского отражения плоской ударной волны от клина [19]. Наблюдаемые при определенных параметрах незначительные искривления маховской ножки в нашем случае могут быть усилены благодаря сходящейся геометрии течения. Кроме того, аналогичные явления имеют место и при отражении взрывных ударных волн от плоскости [20]. С другой стороны, искривление маховского диска может быть следствием недостаточного разрешения области взаимодействия сходящейся конической маховской волны с осью симметрии: при этом особенно важно описать изменение локальных значений угла наклона падающей волны к оси. Интересно отметить, что при отражении исходной кольцевой волны от оси симметрии в точке $(0,0)$ искривление маховского диска также наблюдается в том случае, когда расчет проводится на структурированной сетке, и отсутствует при использовании неструктурированного подхода. Этот факт может быть предположительно объяснен тем, что разностные шаблоны на неструктурированных сетках обеспечивают большую изотропность алгоритма и, следовательно, более правильное описание распространения газодинамических возмущений в пространстве.

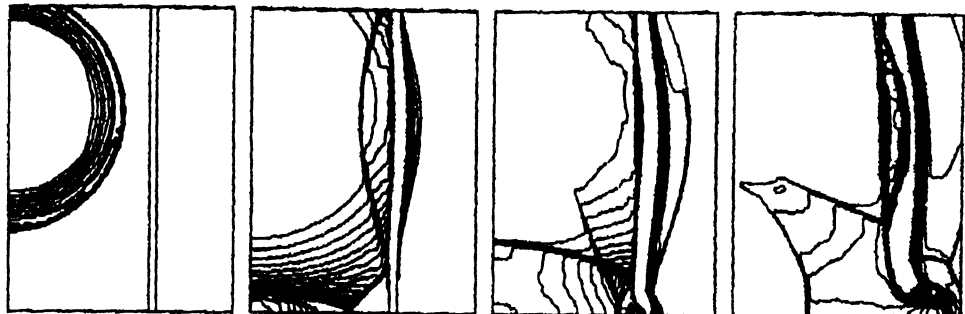


Рис. 8. Эволюция течения при взаимодействии тороидальной волны с тонким газовым слоем повышенной плотности.

Приведены изолинии плотности. Левый обрез на рисунках соответствует плоскости симметрии тора, правый — оси симметрии.

Приведем еще результаты исследования взаимодействия тороидальной ударной волны с плоским газовым слоем повышенной плотности (рис. 8). При этом имеет место как прохождение ударной волны через слой с дальнейшим ее распространением в свободном пространстве, так и ее отражение от слоя, что приводит к образованию в окрестности точки пересечения оси симметрии и газового слоя квазисферического фронта. Стоит также обратить внимание на следующие обстоятельства. Во-первых, характерная скорость метания участков газового слоя, примыкающих к оси симметрии ($y = 0$), которые подвергаются воздействию квазисферической ударной волны, в 2–2.5 раза превышает скорость ближайших к источнику ударной волны участков газового слоя (при $y = R$). Такое различие скоростей приводит к характерной “обостренной” форме газового слоя после прохождения ударной волны, наглядно демонстрирующей проявление кумулятивного эффекта.

Во-вторых, приведенные результаты свидетельствуют о резком (в десятки раз) падении плотности слоя в участках, примыкающих к оси симметрии: если до прохождения ударной волны плотность вдоль линии $y = 0$ меняется при пересечении слоя от ρ_1 до $50\rho_1$ и опять к ρ_1 , то на рис. 8, г видно заметное уменьшение относительного перепада плотности вдоль оси $y = 0$ после прохождения ударной волны. Последний вывод имеет сугубо предварительный характер, так как он подразумевает высокие значения относительной деформации газового слоя, а приведенные результаты получены на сравнительно грубой сетке (111×149), вряд ли достаточной для расчета таких относительных деформаций.

Заключение

Рассмотрено взаимодействие кольцевой (тороидальной) ударной волны с осью симметрии, твердой плоскостью и плоским газовым слоем повышенной плотности. Представленные результаты позволили углубить понимание происходящих при этом газодинамических процессов и продемонстрировали эффективность численного подхода для изучения нестационарных взаимодействий сходящихся ударных волн.

расчетах получена наблюдавшаяся ранее экспериментально в [2,3] квазисферическая ударная волна и частично подтвержден предложенный в [2] механизм ее эволюции. Для окончательного выяснения природы усиления кумулятивного эффекта при схождении квазисферической ударной волны необходимы дальнейшие численные и экспериментальные исследования обнаруженного в настоящей работе искривления приосевого маховского диска.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 94-01-01456 и 94-02-06691). Мы выражаем свою искреннюю признательность и благодарность И.В.Соколову (Институт общей физики РАН), который является инициатором и вдохновителем этих работ. Без его увлеченности, настойчивости, организационных усилий, равно как и плодотворных совместных обсуждений эти результаты не были бы получены и опубликованы. Большую помощь при проведении расчетов и обсуждении результатов нам оказал Д.М.Шаров (ЦПТР). Авторы хотели бы также поблагодарить А.А.Фурсенко (ЦПТР) и Ю.П.Головачева (ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН) за постоянное внимание к работе и всемерную поддержку исследований. Мы также признательны К.Оshima и К.Fujii (Институт аэрокосмических исследований, Япония) за любезно предоставленную возможность провести некоторые расчеты на суперкомпьютере Fujitsu VP-200.

Список литературы

- [1] Соколов И.В. // УФН.1990. Т. 160. № 11. С. 143-166.
- [2] Бархударов Э.М., Мдивнишвили М.О., Соколов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. Вып. 7. С. 990-993.
- [3] Barkhudarov E.M., Mdivnishvili M.O., Sokolov I.V. et al. // Shock Waves. 1994. Vol. 3. N 4. P. 273-278.
- [4] Курант Р., Фридрихс К.О. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
- [5] Соколов И.В. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1989. Т. 4. С. 148-152.
- [6] Barkhudarov E.M., Mdivnishvili M.O., Sokolov I.V. et al. // Fluid Mech. 1991. Vol. 226. P. 497-509.
- [7] Жмакин А.И., Фурсенко А.А. // ЖВМиМФ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021-1031.
- [8] Harten A. // J. Comp. Phys. 1983. Vol. 49. P. 357-393.
- [9] Родионов А.В. // ЖВМиМФ. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853-1860.
- [10] Fursenko A.A., Sharov D.M., Timofeev E.V. et al. // Computers and Fluids. 1992. Vol. 21. P. 377-396.
- [11] Fursenko A.A., Mende N.P., Oshima K. et al. // CFD J. 1993. Vol. 2. P. 1-36.
- [12] Fursenko A.A., Sharov D.M., Timofeev E.V. et al. // Lecture Notes in Phys. 1993. Vol. 414. P. 250-254.
- [13] Fursenko A.A. // Proc. 5th Intern. Symp. on CFD. Sendai (Japan), 1993. Vol. 1. P. 227-334.
- [14] Войнович П.А., Шаров Д.М. // Математическое моделирование. 1993. Т. 5. № 7. С. 87-111.
- [15] Войнович П.А., Бляхман М.Л., Тимофеев Е.В. Препринты ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН. № 1464, 1500. Л., 1991.
- [16] Соколов И.В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 4(10). С. 1331-1335.
- [17] Nishida M., Fujisaki F. // Coll. Tech. Papers. 3rd Intern. Symp. on CFD. Nagoya (Japan), 1989. P. 1067-1072.
- [18] Jacobs P.A. // Coll. of Tech. Papers. 4th Intern. Symp. on CFD. Davis (USA), 1991. Vol. 2. P. 533-538.
- [19] Glaz H.M., Colella P., Collins J.P. et al. // AIAA Paper. N 87-1293. 1987. 12 p.
- [20] Krehl P. // Shock Waves. Proc. 18th Intern. Symp. on Shock Waves. Sendai (Japan), 1991. P. 222-226.