УДК 533.6.011

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛАБОЙ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЭЛЛИПТИЧЕСКИМ ПУЗЫРЬКОМ ЛЕГКОГО ГАЗА

© 2021 г. Чживэй Ян^а, Юэцзинь Чжу^{а,b,*}

^a School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, 212013, China ^b State Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, 210094, China *E-mail: zyiwind@163.com

Поступила в редакцию 14.05.2020 г. После доработки 10.08.2020 г. Принята к публикации 01.12.2020 г.

Приведены результаты численного исследования взаимодействия слабой плоской ударной волны с эллиптическим пузырьком легкого газа. полученные при помоши разностной схемы высокого разрешения. Исследовано влияние на процесс свойств конкретного легкого газа, наполняющего пузырек (гелия и неона). Обнаружено, что благодаря своей меньшей плотности пузырек гелия сжимается легче, чем неоновый пузырек, и может быть расщеплен на две части — верхнюю и нижнюю — вторгающейся внутрь струйкой воздуха, чего не происходит в случае пузырька неона. Площадь пузырька гелия убывает на стадиях сжатия при прохождении падающей и отраженной ударных волн и возрастает на стадиях разрежения за прошедшими ударными волнами. В то же время площадь пузырька неона убывает на всех четырех стадиях процесса, что связано, в основном, с тем, что средняя интенсивность завихренности возрастает с уменьшением плотности газа. Исследованы также факторы, влияющие на эволюцию завихренности, и обнаружено, что в уравнении, описывающем эволюцию завихренности, слагаемое, ответственное за сжатие газа, оказывает более сильное влияние на эту эволюцию, чем два других слагаемых. Это справедливо для пузырьков и гелия, и неона; однако, в стадии расширения после прохождения падающей ударной волны влияние вязкости в случае неонового пузырька оказывается сильнее, чем бароклинный эффект.

Ключевые слова: ударные волны, эллиптический пузырек газа, взаимодействие ударной волны с пузырьком, гелий, неон, завихренность

DOI: 10.31857/S0568528121030105

При столкновении ударной волны с поверхностью раздела между двумя газами различной плотности эта поверхность становится неустойчивой. Возникает завихренность, индуцирующая смешение различных газов. Это явление, называемое неустойчивостью Рихтмайера—Мешкова, играет крайне важную роль в различных природных и антропогенных процессах, таких как вспышки сверхновых звезд [1, 2], промышленные взрывы [3, 4], сверхзвуковое горение в силовых установках [5] и т.д. Поэтому исследования на данную тему могут иметь большое значение.

В последние десятилетия неустойчивость Рихтмайера-Мешкова была одним из наиболее активно исследуемых сюжетов. Типичным было проведение исследований на примере взаимодействия плоской ударной волны с газовым пузырьком. Так, в работах [6, 7] при помощи высокоскоростной теневой съемки изучена эволюция сферических газовых пузырьков гелия, неона и криптона и получены высококачественные экспериментальные результаты. В работе [8] в ударной трубе экспериментально изучено взаимодействие плоской ударной волны со сферическим пузырьком гелия и обнаружено возникновение таких структур, как первичное вихревое кольцо, а также вращающиеся в противоположных направлениях вторичное и третичное вихревые кольца выше по потоку от области взаимодействия, образующиеся при увеличении интенсивности ударной волны. Далее, взаимодействие плоской ударной волны со сферическим пузырьком газа экспериментально изучалось при наличии отраженной волны [9]. Экспериментальные данные были получены при двух числах Атвуда (A = 0.17 и 0.68) и трех числах Маха (1.35 < Ma < 2.33). Одновременно эволюция сферического пузырька газа (гелия и гексафторида серы (элегаза)) при наличии отраженной волны экспериментально изучалась в работе [10], где было исследовано влияние расстояния до стенки камеры. Что касается численного моделирования, в работе [11] исследована эволюция сферического пузырька газа путем решения трехмерных уравнений Эйлера для многожилкостной среды. В этих расчетах газовый пузырек ускорялся плоской ударной волной при различных числах Атвуда ($-0.8 \le A \le 0.7$) и интенсивностях ударной волны ($1.1 \le Ma \le 5.0$). В работах [12-15] также численно изучено взаимодействие плоской ударной волны со сферическим пузырьком газа и рассмотрено влияние числа Атвуда и интенсивности набегающей ударной волны на процесс.

В последнее время внимание исследователей постепенно привлекает взаимодействие плоской ударной волны с газовыми пузырьками различной формы. Так, в работе [16] численно исследовано поведение легких и тяжелых эллиптических пузырьков в потоке, ускоряемом ударной волной: с этой целью решались уравнения Эйлера для осесимметричного случая. Описаны детали процесса рефракции ударной волны. В работах [17, 18] исследовано взаимодействие плоской ударной волны с объемами, содержащими легкий (гелий) и тяжелый (элегаз) газы и ограниченными полигональными поверхностями различных форм, включая квадрат, прямоугольник, равносторонний треугольник и ромб. Далее, с использованием метода трассерной визуализации (PIV) в работе [19] экспериментально изучена эволюция тяжелого эллиптического цилиндра в потоке, ускоряемом слабой плоской ударной волной, и исследовано влияние геометрии цилиндра на процесс взаимодействия. Взаимодействие между плоской ударной волной и пузырьками квадратной и треугольной формы, содержащими различные газы, было численно исследовано в работе [20]. Позднее авторы той же работы численно изучили взаимодействие плоской ударной волны с полигональным пузырьком, составленным из двух треугольников и содержащим два различных газа [21]. Показано, что в ходе взаимодействия, благодаря различию акустических импедансов рассмотренных газов, развивалась сложная ударно-волновая картина течения.

Таким образом, можно заключить, что форма газового пузырька может оказать существенное влияние на развивающуюся ударно-волновую картину течения и эволюцию пузырька. Хотя уже существует ряд исследований, касающихся влияния формы пузырька на процесс его взаимодействия с ударной волной, многие вопросы еще остаются не решенными. Среди различных форм пузырьков в первую очередь следует рассмотреть случай эллиптической формы, поскольку сферическая форма представляет собой частный случай эллиптической. Таким образом, может быть решен вопрос о возможном распространении ранее полученных результатов о взаимодействии ударной волны со сферическим пузырьком на случай взаимодействия с пузырьком эллиптической формы. Кроме того, различные газы, наполняющие пузырьки, могут обладать различными акустическими импедансами, что также может повлиять на ударно-волновую картину течения и эволюцию пузырька, как показано в предыдущих работах [14, 21]. Поэтому в настоящей работе предпринято численное моделирование процесса взаимодействия слабой плоской ударной волны, распространяющейся в воздухе, с эллиптическим пузырьком, содержащим легкий газ – гелий либо неон. Молелирование основано на применении высокоточного численного метола. Обсуждается эволюция падающей и отраженной ударной волн и эллиптического газового пузырька в двух указанных случаях и далее анализируются интегральные свойства процесса как функции времени, что дает возможность определить влияние эллиптической формы и типа газа.

1. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД И ЕГО РЕАЛИЗАЦИЯ

1.1. Численный метод

Задача исследуется на основе двумерных осесимметричных уравнений Навье-Стокса, которые запишем в виде

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + W = 0$$
(1.1)

где

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho Y \end{bmatrix}; \quad F = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u^{2} + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ (E + p)u - k\partial T/\partial x - u\tau_{xx} - v\tau_{yx} \\ \rho uY - D\rho\partial Y/\partial x \end{bmatrix}; \quad W = \frac{v}{y} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho u \\ \rho v \\$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА № 3 2021



Рис. 1. Расчетная область и начальные условия.

В вышеприведенных уравнениях Навье–Стокса ρ – плотность, *и* и *v* – компоненты скорости по направлениям *x* и *y* соответственно, *E* – полная энергия на единицу объема и *Y* – массовая доля окружающего газа. Кроме того, *P* – давление, τ_{xx} , τ_{xy} , τ_{yy} , τ_{yy} – напряжения трения, а коэф-фициенты теплопроводности *k* и диффузии *D* вычисляются в соответствии с параметрами окружающего газа [12–15].

В ходе процесса численного моделирования для дискретизации невязких потоков в уравнениях Навье–Стокса используется глобальный метод расщепления вектора потоков Лакса–Фридрихса в сочетании со взвешенной, существенно неоднородной (WENO) схемой девятого порядка [22]. Вязкие потоки аппроксимируются по центральной разностной схеме десятого порядка. Наконец, интегрирование по времени осуществляется по схеме Рунге–Кутта третьего порядка. Валидация численного метода описана в предыдущих статьях [12–14].

1.2. Реализация метода

Расчетная область и начальные условия представлены на рис. 1, где показана половина эллиптического пузырька, который может быть наполнен различными газами (гелием (He) или неоном (Ne)) и находится в окружении воздушной массы; ось пузырька направлена по оси симметрии течения. В начальный момент времени оси эллиптического пузырька в горизонтальном и вертикальном направлениях равны 0.036 м и 0.02 м соответственно. Слабая ударная волна (Ma = 1.21) распространяется по воздуху и соударяется с первоначально эллиптическим пузырьком газа. Затем ударная волна отражается от правой стенки и вновь соударяется с уже деформирование и быть подвержен неустойчивости. Давление окружающего воздуха равно одной атмосфере, а физические свойства рассмотренных газов приведены в табл. 1. На верхней и правой границах ставятся условия прилипания, а на левой границе — входные граничные условия. Для экономии вычислительных ресурсов на нижней границе ставятся условия симметрии. В настоящих расчетах шаг расчетной сетки составлял 0.1 мм, что было достаточно для обеспечения необходимой точности вычислений при минимизации ресурсов [12—15].

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

2.1. Эволюция эллиптического пузырька гелия

Гелий — обычный газ, используемый при изучении взаимодействия плоской ударной волны с пузырьками легкого газа [6, 14]. На рис. 2 приведены численные теневые картины, полученные в некоторые типичные моменты времени процесса взаимодействия между падающей ударной волной и первоначально эллиптическим пузырьком гелия. В этой ситуации, благодаря малому акустическому импедансу внутри пузырька гелия (см. табл. 1), пропущенная через пузырек удар-

Газ	Плотность (кг · м ⁻³)	Отношение удельных теплоемкостей	Скорость звука (м · c ⁻¹)	Акустический импеданс (кг · м ⁻² · c ⁻¹)	Молекулярный вес (г · моль ⁻¹)
Воздух	1.19	1.4	345.26	410.86	29
He	0.16	1.63	1016	162.56	4
Ne	0.802	1.667	458.92	368.05	20.18

Таблица 1. Физические свойства использованных газов



Рис. 2. Эволюция течения при движении падающей ударной волны слева направо; IS, падающая волна; TS, пропущенная волна; PS, волна-предвестник; RRS, отраженная волна; DS, дифрагированная волна.

ная волна TS движется гораздо быстрее, чем внешняя падающая ударная волна IS (рис. 2a), а часть искривленной вправо волны TS вновь преломляется на поверхности раздела, образуя новую волну-предвестник PS, которая соединяет TS и IS. Тем временем образуется отраженная волна RRS, а левая граница пузырька уплощается по мере распространения IS. Далее (рис. 2б) волна TS выходит за пределы деформированного пузырька гелия, образуя новую искривленную волну ETS. Помимо того, вокруг поверхности пузырька распространяется дифрагированная ударная волна DS. Благодаря бароклинному эффекту (рассогласование между градиентами давления и плотности), на поверхности пузырька возникает завихренность и вовлекает воздушную струйку внутрь пузырька из его наружности, так что уплощенная левая граница пузырька начинает в этот момент погружаться внутрь пузырька. На рис. 2в волны IS. ETS и DS продолжают распространяться в поле течения, а завихренность постепенно формирует малую вихревую пару V, вращающуюся против часовой стрелки в верхней половине деформированного гелиевого пузырька. С течением времени волны IS, ETS и DS сливаются в плоский скачок на рис. 2г, а из деформированного гелиевого пузырька образуются две большие вихревые пары LV и RV. По сравнению со случаем сферического гелиевого пузырька, рассмотренного в предыдущей работе [14], разность между площадями LV и RV в эллиптическом случае меньше, что указывает на различие между этими двумя случаями и важность исследования, проводимого в настоящей работе. Далее деформированный пузырек гелия совершает поворот и левая граница пузырька постепенно догоняет правую.

Когда отраженная ударная волна RS соударяется с деформированным пузырьком гелия (рис. За и Зб), RS также искривляется под влиянием акустического импеданса иного газа. В этот промежуток времени вихри RV и LV сначала сжимаются и на поверхности пузырька генерируется новая завихренность. Однако RV и LV остаются пока еще соединенными. С течением времени (рис. Зв), благодаря новой завихренности, возникшей при соударении с RS, первоначальный вихрь RV эволюционирует, превращаясь в две новых вихревых пары LRV и RRV. Аналогично, первоначальный вихрь LV эволюционирует, превращаясь в две новых вихревых пары LLV и RLV. Пары LLV и RLV соединены тонкой гелиевой перемычкой. Далее происходит деформирование различных вихревых пар (рис. Зг). Следует заметить, что гелиевая перемычка превращается в новые вихревые пары (NV, показанные в штриховом прямоугольнике на рис. Зд), а вихревая пара RRV, отразившись от правой стенки, может породить новую завихренность. Окончательно все поле течения приобретает турбулентный характер.



Рис. 3. Эволюция течения при движении отраженной ударной волны справа налево; RS, отраженная волна.

2.2. Эволюция эллиптического неонового пузырька

Как следует из табл. 1, плотность неона меньше, чем плотность окружающего воздуха, так что его можно использовать в качестве легкого газа, наполняющего эллиптический пузывек. На рис. 4 приведена последовательность полученных численно теневых картин взаимодействия между падающей ударной волной и пузырьком неона. Волновая картина на рис. 4а сходна с аналогичной картиной для гелия: она также содержит пропущенную через пузырек ударную волну TS, падающую ударную волну IS, волну-предвестник PS, отраженную волну RRS и дифрагированную ударную волну DS. Однако в случае неона акустический импеданс внутри пузырька лишь ненамного меньше, чем в воздухе, и поэтому скорость распространения волны TS ненамного больше скорости IS. Далее, на рис. 46 волна TS выходит за пределы деформированного неонового пузырька и образует новую искривленную волну ETS. С течением времени волны IS, ETS и DS постепенно сливаются в единую плоскую волну, показанную на рис. 4в и 4г. Кроме того, под влиянием бароклинного эффекта на поверхности деформированного неонового пузырька появляются отдельные малые вихри SV (рис. 4г). По сравнению с результатами, представленными на рис. 2, здесь, хотя на левой стороне пузырька и существует направленная внутрь воздушная струйка, левая поверхность пузырька становится уплошенной только в очень поздние моменты времени, а деформированный неоновый пузырек не расщепляется на верхнюю и нижнюю половины. Это связано с увеличением плотности газа в пузырьке. На рис. 4г у неонового пузырька не видно угловой точки и степень его деформации заметно меньше, чем у сферического неонового пузырька, рассмотренного в предыдущей работе [14], что опять-таки указывает на тот факт, что форма пузырька легкого газа может влиять на его эволюцию и волновую картину в поле течения.

Деформированный неоновый пузырек продолжает деформироваться в поле течения. Позже малые вихри увеличиваются в размерах (рис. 5а). Отраженная ударная волна RS вновь соударяется с деформированным неоновым пузырьком, а на правой поверхности пузырька образуется отраженная волна разрежения RRS1. Одновременно, внутри пузырька зарождается новая пропущенная ударная волна RTS; она направлена влево. На рис. 56 волна RS взаимодействует с вихрями на поверхности пузырька, а RRS1 быстро расширяется позади RS. К моменту времени, представленному на рис. 5в, RS полностью прошла сквозь деформированный пузырек, а крупные, вращающиеся против часовой стрелки вихри V, усилились. В течение этого времени неоновый пузырек продолжает сжиматься и можно наблюдать отчетливое уменьшение его площади. Наконец, искривленная волна RS становится плоской и еще большее количество вихрей возникает на поверхности деформированного неонового пузырька, что может способствовать смешению неона и воздуха.



Рис. 4. Эволюция течения при движении падающей ударной волны слева направо; IS, падающая волна; TS, пропущенная волна; PS, волна-предвестник; RRS, отраженная волна; DS, дифрагированная волна.

2.3. Интегральная диагностика

Как показано выше, эллиптический пузырек газа испытывает сложную деформацию при соударении с падающей и отраженной ударными волнами. Для дальнейшего исследования эволюции пузырьков различных газов определим площадь пузырька следующим образом

$$A = \int_{B} dA \tag{2.1}$$

где B – зона, занятая деформированным пузырьком ($Y \le 0.99$).

На рис. 6 показана зависимость от времени отношения A/A_0 (A_0 – начальная площадь пузырька) для двух различных газов. Грубо говоря, данную эволюцию можно разделить на четыре стадии: сжатие в набегающей ударной волне (CI и CI'), расширение за падающей ударной волной (EI и EI'), сжатие в отраженной ударной волне (CII и CII') и расширение за отраженной ударной волной (EII и EII'). На стадиях сжатия, хотя площадь пузырька уменьшается в случае обоих газов, можно наблюдать некоторые интересные явления. Во-первых, благодаря меньшей плотности гелия, в падающей ударной волне скорость уменьшения площади гелиевого пузырька больше, чем в случае неонового пузырька, но соотношение становится обратным при прохождении отраженной ударной волны. Возможное объяснение этого факта состоит в том, что завихренность на поверхности гелиевого пузырька вовлекает в пузырек большее количество окружающего воздуха, чем в случае неонового пузырька, что компенсирует эффект сжатия при прохождении отраженной ударной волны. Во-вторых, время взаимодействия ударной волны с гелиевым пузырьком дольше, чем с неоновым, однако основные причины на двух стадиях сжатия несколько отличаются. На стадии сжатия при прохождении падающей ударной волны скорость движения гелиевого пузырька, благодаря его меньшей плотности, больше чем у неонового пузырька. вследствие чего время взаимодействия падающей ударной волны с пузырьком гелия дольше. В то же время на стадии сжатия при прохождении отраженной ударной волны, благодаря сложной деформации гелиевого пузырька, длина его в направлении х больше, чем у неонового пузырька; поэтому время взаимодействия отраженной ударной волны с пузырьком дольше. На обеих стадиях расширения площадь неонового пузырька немного убывает, а площадь гелиевого пузырька растет. Основная причина этого различия состоит в том, что на поверхности гелиевого пузырька возникает больше вихрей. Особенное превышение площади гелиевого пузырька над



Рис. 5. Эволюция течения при движении отраженной ударной волны справа налево; RS, отраженная волна.

площадью неонового можно наблюдать на стадии EII. Таким образом, хотя оба исследуемых газа являются легкими, в ходе их эволюции могут развиваться различные морфологии, что говорит о существенной роли плотности газового пузырька при его взаимодействии с ударной волной.

Из данных, приведенных на рис. 6, можно заключить, что завихренность на границе пузырька играет очень важную роль в смешении газов внутри и вне пузырька, что может привести к сложной эволюции площади пузырька. Для дальнейшего исследования эволюции завихренности на поверхности пузырька на рис. 7 представлена зависимость от времени осредненной интенсивности завихренности в зоне пузырька. Эта величина определяется следующим образом:

$$\overline{\omega} = \frac{\int_{B} |\omega| \, dA}{\int_{B} dA} \tag{2.2}$$

В случае пузырька гелия средняя интенсивность завихренности быстро возрастает на стадии сжатия при прохождении падающей ударной волны, а затем осциллирует вследствие соударения волн внутри пузырька. В то же время на стадии сжатия при прохождении отраженной ударной волны средняя интенсивность завихренности возрастает еще быстрее, а затем колеблется под влиянием множественных взаимодействий волн внутри пузырька и переноса и поглощения энергии завихренности [13]. Помимо того, легко видеть, что величина средней интенсивности завихренности в неоновом пузырьке в целом остается постоянной на стадиях ЕІ', СІІ' и ЕІІ', лишь немного осциллируя. Следовательно, средняя интенсивность завихренности возрастает при убывании плотности газового пузырька, так что смешение между газами внутри и вне пузырька усиливается в случае более легкого пузырька, что объясняет эволюцию площади пузырька на рис. 6. Легко видеть, что по сравнению с предыдущей работой [14] средняя интенсивность завихренности элиптического пузырька (для той формы, что рассмотрена в данной работе) больше, чем для сферического пузырька, наполненного тем же газом. Это указывает на важность исследования влияния формы газового пузырька.

Ввиду важной роли, которую завихренность играет в эволюции различных газовых пузырьков, внутренний механизм эволюции завихренности заслуживает дальнейшего изучения. Для двумерного течения сжимаемой жидкости уравнение кинетики завихренности можно записать в виде



Рис. 6. Эволюция площади пузырька.



Рис. 7. Эволюция средней интенсивности завихренности.

$$\frac{D\omega}{Dt} = -\omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x}\right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}\right)$$
(2.3)

где первое, второе и третье слагаемые в правой части уравнения ответственны за сжатие (ω_c), бароклинный эффект (ω_b) и вязкость (ω_d) соответственно. На рис. 8 представлена зависимость от времени этих величин для двух рассматриваемых газов. Суммы абсолютных значений для каждого члена обозначены как $\sum |\omega_c|$, $\sum |\omega_b|$ и $\sum |\omega_d|$ соответственно, так что переносное слагаемое, имеющее наибольшее значение, оказывает наиболее сильное влияние на эволюцию завихренности. Как показано на рис. 8, в случае пузырька гелия абсолютные значения сумм $\sum |\omega_b|$ и $\sum |\omega_c|$ растут на обеих стадиях сжатия, особенно, при прохождении отраженной ударной волны. С точки зрения влияния на эволюцию завихренности три переносных слагаемых могут быть расположены в следующем порядке: сжатие, бароклинный эффект и вязкость. В то же время в случае пузырька неона абсолютные значения всех переносных слагаемых в целом на порядок меньше, чем аналогичные величины для пузырька гелия. Следует заметить, что величина $\sum |\omega_c|$ убывает на стадии сжатия при прохождении отраженной ударной волны, хотя в случае пузырька гелия она возрастает. В целом влияние на эволюцию завихренности для пузырька неона убывает в том же порядке, т.е. сжатие, бароклинный эффект и вязкость. Однако на стадии расширения за падающей ударной волной влияние вязкости сильнее, чем бароклинный эффект. В действительности эволюция сжатия и бароклинный эффект тесно связаны с соударением с ударной волной. В неоновом пузырьке плотность ближе к плотности окружающего воздуха, чем в пузырьке гелия, так что изменения градиентов скорости и плотности в пузырьке оказываются меньше. Итак, разли-

чие в эволюции слагаемых, ответственных за перенос завихренности, для пузырьков гелия и нео-

ИЗВЕСТИЯ РАН. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА № 3 2021

на главным образом обусловлено различием в плотности этих газов.



Рис. 8. Эволюция различных слагаемых, ответственных за перенос завихренности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано взаимодействие между слабой плоской ударной волной и эллиптическим пузырьком, содержащим легкий газ. Рассмотрено влияние формы газового пузырька и типа газа (гелий и неон) на эволюцию ударной волны и пузырька. При этом сделаны следующие выводы.

(1) В случае гелиевого пузырька, пузырек легко поддается сжатию, а вихри на границе пузырька вращаются против часовой стрелки на верхней половине деформированного пузырька. В результате формируется направленная внутрь пузырька воздушная струйка, способная расщепить гелиевый пузырек на верхнюю и нижнюю половины. После соударения с отраженной ударной волной генерируется большее количество эавихренности и образуются две новых пары вихревых колец. В случае неонового пузырька, плотность которого больше, чем гелиевого, пузырек не испытывает столь сильного сжатия. Хотя на поверхности неонового пузырька возникает завихренность с тем же направлением вращения, что и в случае гелия, направленная внутрь воздушная струйка не может расщепить пузырек.

(2) Эволюция площади пузырька может быть разделена на четыре стадии. Площадь пузырька гелия убывает на стадиях сжатия при прохождении падающей и отраженной ударных волн и возрастает на стадиях расширения за этими волнами. Площадь же неонового пузырька уменьшается на всех четырех стадиях. Превышение площади гелиевого пузырька над площадью пузырька неона особенно велико на стадии ЕІІ вследствие влияния завихренности. Что касается эволюции завихренности, средняя интенсивность завихренности возрастает с уменьшением плотности газа. Влияние трех слагаемых, ответственных за перенос завихренности, для пузырька гелия может быть расположено в следующем порядке: сжатие, бароклинный эффект и вязкость. Для неонового пузырька абсолютные величины всех слагаемых, ответственных за перенос завихренности, а перенос завихренности, на порядок меньше, чем для пузырька гелия, а в стадии расширения за падающей ударной волной влияние вязкости сильнее, чем бароклинный эффект.

Работа выполнена при поддержке Национального фонда естественных наук Китая (грант № 11872193) и Планом воспитания молодых талантов Университета Цзяньсу.

Данные, лежащие в основе выводов настоящей статьи, доступны по электронной почте автора при наличии обоснованного запроса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Maran S.P., Sonneborn G., Pun C.S.J., Lundqvist P., Iping R.C., Gull T.R. Physical conditions in circumstellar gas surrounding SN 1987A 12 years after outburst // Astrophys. J. 2000. V. 545. P. 390–398.
- 2. Liang Y., Zhai Z.G., Luo X.S., Wen C.Y. Interfacial instability at a heavy/light interface induced by rarefaction waves // J. Fluid Mech. 2020. 2020. 885. P. A2.
- 3. Pan Z.H., Chen K.P., Qi J., Zhang P.G., Zhu Y.J., Pan J.F., Gui M.Y. The propagation characteristics of curved detonation wave: Experiments in helical channels // Proc. Combust. Inst. 2019. V. 37. P. 3585–3592.
- Pan Z.H., Qi J., Pan J.F., Zhang P.G., Zhu Y.J., Gui M.Y. Fabrication of a helical detonation channel: Effect of initial pressure on the detonation propagation modes of ethylene/oxygen mixtures // Combust. Flame. 2018. V. 192. P. 1–9.
- 5. *Zhu Y.J., Pan Z.H., Zhang P.G., Pan J.F.* Stable detonation characteristics of premixed C₂H₄/O₂ gas in narrow gaps // Exp. Fluids. 2017. V. 58. № 112. P. 1–6.
- 6. *Layes G., Metayer O.L.* Quantitative numerical and experimental studies of the shock accelerated heterogeneous bubbles motion // Phys. Fluids. 2007. V. 19. P. 042105.

- 7. Layes G., Jourdan G., Houas L. Experimental study on a plane shock wave accelerating a gas bubble // Phys. Fluids. 2009. V. 21. P. 074102.
- Ranjan D., Niederhaus J.H.J., Oakley J.G., Anderson M.H., Bonazza R., Greenough J.A. Shock-bubble interactions: Features of divergent shock-refraction geometry observed in experiments and simulations // Phys Fluids. 2008. V. 20. P. 036101.
- 9. *Haehn N., Weber C., Oakley J., Anderson M., Ranjan D., Bonazza R.* Experimental study of the shock–bubble interaction with reshock // Shock Waves. 2012. V. 22. № 1. P. 47–56.
- 10. Si T., Zhai Z.G., Yang J.M., Luo X.S. Experimental investigation of reshocked spherical gas interfaces // Phys. Fluids. 2012. V. 24. P. 054101.
- 11. Niederhaus J.H.J., Greenough J.A., Oakley J.G., Ranjan D., Anderson M.H., Bonazza R. A computational parameter study for the three-dimensional shock-bubble interaction // J. Fluid Mech. 2008. V. 594. P. 84–124.
- 12. *Zhu Y.J., Yu L., Pan J.F., Pan Z.H., Zhang P.G.* Jet formation of SF₆ bubble induced by incident and reflected shock waves // Phys. Fluids. 2017. V. 29. P. 126105.
- 13. *Zhu Y.J., Yang Z.W., Pan Z.H., Zhang P.G., Pan J.F.* Numerical investigation of shock-SF₆ bubble interaction with different mach numbers // Computers Fluids. 2018. V. 177. P. 78–86.
- 14. *Zhu Y.J., Yang Z.W., Luo K.H., Pan J.F., Pan Z.H.* Numerical investigation of planar shock wave impinging on spherical gas bubble with different densities // Phys. Fluids. 2019. V. 31. P. 056101.
- 15. *Zhu Y.J., Gao L.K., Yang Z.W.* Sulfur hexafluoride bubble evolution in shock accelerated flow with a transverse density gradient // Phys. Fluids. 2020. V. 32. P. 026101.
- 16. *Georgievskiy P.Y., Levin V.A., Sutyrin O.G.* Interaction of a shock with elliptical gas bubbles // Shock Waves. 2015. V. 25. P. 357–369.
- 17. *Wang M., Si T., Luo X.* Experimental study on the interaction of planar shock wave with polygonal helium cylinders // Shock Waves. 2015. V. 25. P. 347–355.
- Luo X., Wang M., Si T., Zhai Z. On the interaction of a planar shock with an SF₆ polygon // J. Fluid Mech. 2015. V. 773. P. 366–394.
- 19. *Zou L., Liao S., Liu C., Wang Y., Zhai Z.* Aspect ratio effect on shock-accelerated elliptic gas cylinders // Phys. Fluids. 2016. V. 28. P. 036101.
- 20. Igra D., Igra O. Numerical investigation of the interaction between a planar shock wave with square and triangular bubbles containing different gases // Phys. Fluids. 2018. V. 30. P. 056104.
- Igra D., Igra O. Shock wave interaction with a polygonal bubble containing two different gases, a numerical investigation // J. Fluid Mech. 2020. V. 889. P. A26.
- 22. *Jiang G.S., Shu C.W.* Efficient implementation of weighted ENO schemes // J. Comput. Phys. 1996. V. 126. P. 202–228.

Перевод с англ. М.Г. Лебедева

Numerical Investigation of Weak Planar Shock-Elliptical Light Gas Bubble Interaction in Shock and Reshock Accelerated Flow

Zhiwei Yang¹ and Yuejin Zhu^{1,2,#}

¹ School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, 212013, China

² State Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, 210094, China

[#]E-mail: zyjwind@163.com

The computational results of the weak planar shock-elliptical light gas bubble interaction are presented. Influences of different light gases (helium and neon) on the interaction processes are clarified by using the high-resolution computation schemes. It is found that the helium gas bubble is easier to be compressed than the neon gas bubble owing to a smaller density, and the helium gas bubble can be split into two upper and lower parts by the inward air jet while the neon gas bubble not. The bubble area of helium gas bubble decreases in the incident and reflected shock compression stages, and increases in the expansion stages behind the shock waves. While the neon gas bubble area decreases in the four stages. This is mainly because of the values of average vorticity intensity increase as the gas density decreases. Further, the factors affecting the vorticity evolution are also analyzed, and it is revealed that the compression term has a relatively stronger influence on the vorticity evolution than the other two terms in the helium and neon gas bubble, but in the expansion stage behind the incident shock, the influence of viscosity is stronger than the baroclinic in the neon gas bubble.

Keywords: shock wave, elliptical gas bubble, shock-bubble interaction, helium, neon, vorticity

ИЗВЕСТИЯ РАН. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА № 3 2021