

пающей через фронт УВ массы каплей кислорода) не успевает газифицироваться в зоне и уходит за эту поверхность. Указанным z соответствуют переобогащенные водородом газовые смеси с исходным составом $5 \div 7\text{H}_2 + \text{O}_2$. В [12] установлено, что в стационарной гетерогенной ДВ максимальное равновесное тепловыделение на единицу массы газовой фазы приходится на смесь $5,33\text{H}_2 + \text{O}_2$, т. е. поверхность Чепмена — Жуге пульсирующей ДВ в стехиометрической по начальному составу газозвеси колеблется в области химического состава газовой фазы с максимальным равновесным тепловыделением на единицу массы газа. Этим объясняется эффект превышения $D_{\text{ср}}$ над D_2 .

Дополнительный вклад в увеличение скорости вносит пульсирующий характер распространения процесса. Варьирование начального состава гетерогенной смеси ($1/2 \leq \alpha \leq 2$, α — стехиометрический коэффициент) и диаметра каплей ($50 \leq d_0 \leq 300$ мкм) показало, что пульсирующий характер решений сохраняется, и основным неустойчивым элементом структуры является фронт пламени. Других источников развития возмущений не обнаружено.

Таким образом, впервые в гетерогенной (газ — капли) среде обнаружено существование самоподдерживающихся автоколебательных режимов. Исследована структура одномерной пульсирующей гетерогенной ДВ. Показано, что средняя скорость распространения одномерной гетерогенной детонации в водородокислородной газозвеси превышает скорость детонации Чепмена — Жуге, если начальный состав переобогащен кислородом по сравнению с составом максимального равновесного тепловыделения.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Митрофанову за постоянное внимание и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 36, 2, 600.
2. Р. М. Зайдель. Докл. АН СССР, 1964, 136, 5, 1142.
3. J. J. Eggenbeck. Phys. Fluids, 1962, 5, 5, 604.
4. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1963, 6, 66.
5. С. К. Асланов, В. Н. Будзировский, К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1968, 182, 2, 285.
6. С. К. Асланов, В. Н. Будзировский. Дифференциальные уравнения. 1970, 6, 8, 1481.
7. В. А. Левин, Б. П. Соломаха, С. П. Чикова. Тр. Ин-та механики МГУ, 1974, № 32.
8. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
9. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
10. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 374.
11. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
12. Д. В. Воронин. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
13. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1, 66.
14. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. Acta Astr., 1979, 6, 281.
15. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
16. Г. М. Бам-Зеликович. — В кн.: Теоретическая гидромеханика. М.: Оборонгиз, 1949.

Поступила в редакцию 2/VII 1985,
после доработки — 24/X 1985 •

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ, ОБРАЗОВАННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

А. П. Бурмаков, Г. М. Новик, А. Ю. Жумарь
(Минск)

Эффективность применения сверхзвуковых плазменных потоков, генерируемых электроразрядными и лазерными источниками при внешнем атмосферном давлении, определяется знанием параметров плазмы

и возможностью их управления. В [1] указывается, что на параметры плазмы и структуру потока существенное влияние оказывает атмосферная ударная волна (УВ), сопровождающая истечение плазмы. Кроме этого, изучение УВ, возникающих при генерации плазмы в воздухе, представляет самостоятельный интерес с точки зрения использования импульсных генераторов плазмы как источника УВ.

Широкими возможностями при изучении ударных волн в воздухе обладает интерферометрия, что подтверждается, например, результатами [2, 3]. В настоящей работе для исследования УВ, образованной плазменной струей импульсного разряда, применена интерферометрия с пространственным и временным разрешением. Временные покадровые развертки интерферограмм области течения получены с помощью голографического интерферометра, работающего в режиме реального времени, и сочлененного с ним скоростного фоторегистратора [4]. Пространственное и временное разрешение составляло 0,1 см и 1 мкс соответственно.

Сверхзвуковой плазменный поток создавался электроразрядным генератором [5] при емкости накопителя 140 мкФ и начальном напряжении 1 кВ. Осциллограммы разрядного тока имели сильно затухающую периодическую форму с длительностью первого периода 110 мкс. Через цилиндрическое сопло диаметром 6 мм плазма расширялась в воздух при нормальных условиях. Щелевая фоторегистрация излучения плазмы, а также спектроскопические и интерферометрические измерения, методика которых изложена в [6], показали что на выходе генератора скорость, статическое давление и температура плазмы коррелируют во времени с рассеиваемой разрядом мощностью. Для рассматриваемого режима работы генератора максимальные скорость потока на начальном участке струи, давление и температура на выходе генератора достигались через 15–20 мкс и равны соответственно $v_{\max} = 3,5 \cdot 10^3$ м/с, $p_{\max} = 30 \cdot 10^5$ Па и $T_{\max} = 11 \cdot 10^3$ К. Здесь и ниже за начало отсчета времени взят момент появления плазмы в выходном сечении сопла генератора.

Характерный кадр из временной развертки интерферограмм области течения представлен на рис. 1. Диаметр наблюдаемого поля 6 см. Снимок сделан через 70 мкс. На интерферограмме отчетливо разделяют-

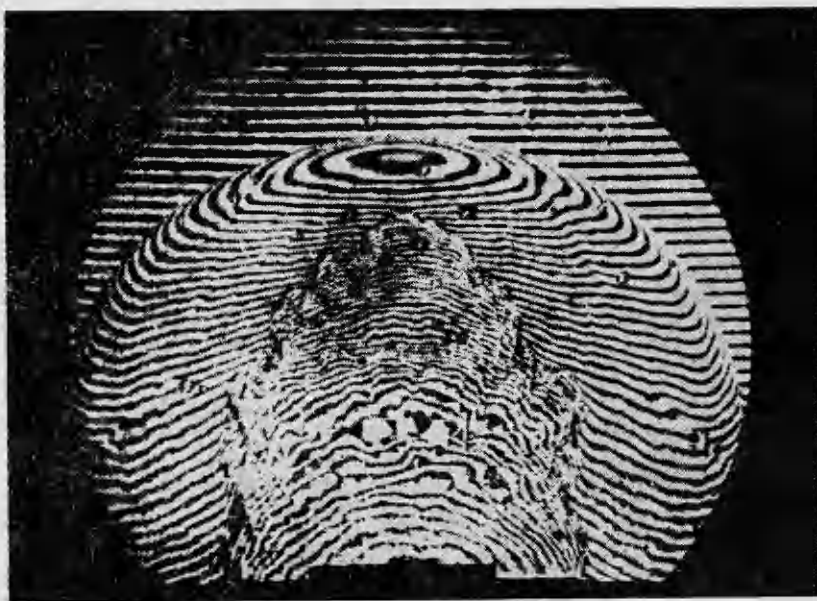


Рис. 1.

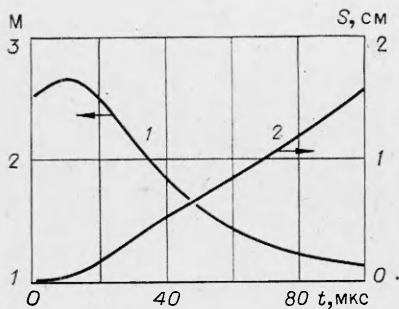


Рис. 2.

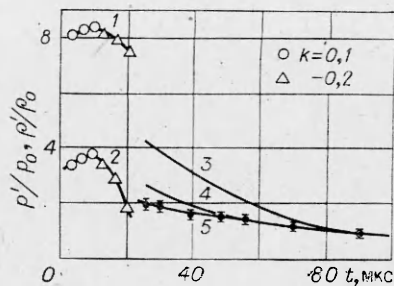


Рис. 3.

ся области, занятые плазменным потоком, газов «пробки» (область между УВ и контактной поверхностью, которая является поверхностью раздела плазменного потока и окружающего его воздуха) и область невозмущенной среды. Положение контактной поверхности, найденное по интерферограммам, совпадает с передним фронтом свечения плазменной струи, определенным по фоторазверткам.

Количественная обработка интерферограмм показала, что в начальные моменты времени ($t \leq 10$ мкс) поверхность УВ близка к поверхности эллипсоида вращения с близким к единице отношением полуосей, который по мере удаления волны переходит в сферическую поверхность с центром в выходном сечении сопла. Затухание УВ в пределах ошибки измерений не зависит от направления ее распространения для углов $\alpha \leq \pi/3$ к оси плазменного потока.

Зависимость от времени числа Маха M ударной волны в указанном интервале α представлена на рис. 2. Немонотонный характер изменения M в начальный период времени свидетельствует, что движение волны неразрывно связано с движением переднего фронта плазменной струи. Ускоряющаяся под действием газокинетического давления плазма играет роль поршня, создающего и подпитывающего волну. Как видно из рис. 2, при $t < 13$ мкс расстояние S между контактной поверхностью и фронтом ударной волны не превышает 0,1 см, т. е. передний фронт плазменной струи и УВ образуют в это время единый комплекс. Заметим, что на начальной стадии истечения плазмы величина S практически не зависит от направления распространения для $\alpha \leq \pi/3$. При $t > 40$ мкс этот интервал углов начинает сокращаться и максимальная скорость движения контактной поверхности наблюдается вблизи оси потока. Приведенные на рис. 2 значения S при $t > 40$ мкс соответствуют осевому направлению ($\alpha \approx 0$).

При $t > 13$ мкс наблюдается разделение контактной поверхности и фронта УВ. Энергия из области плазмы к УВ передается слабыми вторичными ударными волнами, образование которых, вероятнее всего, обусловлено неустойчивостью контактной поверхности вследствие больших градиентов плотности на переднем фронте плазменной струи. Отдельные вторичные УВ отмечаются на интерферограммах в интервале $20 < t < 50$ мкс. Быстрый спад величины M при $t > 20$ мкс и ее монотонное приближение к единице свидетельствуют о снижении степени взаимодействия плазменного потока с ударной волной на поздних стадиях.

Для определения параметров и структуры сверхзвукового плазменного потока необходимы сведения о давлении и плотности окружающего его газа [1, 7]. Поскольку атмосферная УВ изменяет параметры среды, в которую происходит истечение плазмы, то оценка ее влияния на свойства плазменного потока сводится к определению плотности и давления воздуха перед контактной поверхностью. Из рассмотренных выше особенностей поведения величин M и S следует, что при $t < 20$ мкс оценить параметры газа «пробки» можно, используя решение задачи о движении газа под действием непроницаемого сферического поршня. В [8] приведены результаты расчета давления и плотности газа «пробки»

в зависимости от величины этих параметров на УВ, когда скорость поршня описывается уравнением

$$v' = ct^k, \quad (1)$$

где c и k — постоянные. Полученная в настоящей работе зависимость скорости контактной поверхности от времени хорошо описывается соотношением (1), причем при $3 \leq t \leq 10$ мкс $k = 0,1$ а при $13 \leq t \leq 20$ $k = -0,2$.

На рис. 3 представлены конечные результаты оценки параметров воздуха у контактной поверхности (в точках, соответствующих ее координате). Кривой 1 представлен ход давления p' , а кривой 2 — ход плотности ρ' для $\alpha \leq \pi/3$ по отношению к их значениям в невозмущенном воздухе p_0 и ρ_0 . Кривые 1 и 2 — результат осреднения по точкам, соответствующим различным значениям k . Следует отметить, что p' при $t \leq 20$ мкс и ρ' при $t \leq 10$ мкс выше этих величин на ударной волне. Однако из-за малости толщины «пробки» различие составляет 10—20%. При $13 \leq t \leq 20$ мкс ρ' ниже плотности на УВ в 1,2—2 раза.

Для моментов времени $t > 25$ мкс определить параметры воздуха «пробки» у контактной поверхности невозможно, используя решение неавтономной задачи о движении независимой слабой УВ, образованной при точечном взрыве. На рис. 3 представлен временной ход p' и ρ' (кривые 3 и 4 соответственно), полученный на основании результатов численного решения указанной задачи [9] при использовании известных из эксперимента параметров воздуха на УВ, ее радиуса, а также расстояния от УВ до контактной поверхности. На рис. 3, 5 приведены результаты непосредственных интерферометрических измерений величины ρ' для $t \geq 25$ мкс. Значения p' и ρ' (см. рис. 3, 3, 4, 5) относятся к $\alpha \approx 0$. Поскольку рассматриваемое течение осесимметрично, то для нахождения локальных значений плотности перед контактной поверхностью применен численный метод выполнения преобразования Абеля. Провести количественную обработку интерферограмм с целью определения ρ' при $t < 25$ мкс не удалось из-за малости толщины области «пробки».

Из сравнения хода кривых 2, 4 и 5 видно, что в интервале $20 < t < 50$ мкс взаимодействие плазменного потока с ударной волной не соответствует рассмотренным выше моделям. Например, для $t = 26$ мкс измеренное ρ' в 1,37 раза ниже величины, даваемой моделью слабой независимой УВ, и больше чем в 2 раза выше значения, получаемого при аппроксимации на этот момент времени ρ' по модели непроницаемого поршня. В рассматриваемом интервале t процесс взаимодействия можно описать моделью частично пропускающего нестационарного (с переменным во времени коэффициентом пропускания) поршня, которая является промежуточной двух используемых выше, или определить p' «сшиванием» кривых 1 и 3. Подтверждением первой возможности служат результаты спектроскопических исследований. Атомные линии и молекулярные полосы компонентов воздуха наблюдаются в плазменном потоке за контактной поверхностью лишь при $t \geq 30$ мкс. Однако из-за слабой интенсивности спектра в данной области сделать количественную оценку коэффициента пропускания плазменного поршня не удалось.

Изменение режима работы генератора (начального напряжения накопителя, его емкости или диаметра выходного сопла) приводит к изменению параметров плазменного потока, однако процесс его взаимодействия с УВ качественно не меняется. Увеличение температуры, скорости и давления плазмы приводит к росту давления и плотности воздуха перед контактной поверхностью, а также к расширению временных интервалов, в течение которых работает каждая из рассмотренных моделей. Например, при начальном напряжении накопителя 3 кВ T_{\max} , v_{\max} и p_{\max} возрастают по сравнению с рассмотренным выше режимом в 1,3, 2 и 1,8 раза соответственно, что приводит к росту p'/p_0 и ρ'/ρ_0 в их максимуме до 27 и 5,5 соответственно. Временной интервал, в течение которого процесс взаимодействия плазменного потока с ударной волной соответствует

модели частично пропускающего нестационарного поршня, составляя $25 < t < 65$ мкс в этом случае.

Таким образом, интерферометрические исследования УВ, образованной при генерации сверхзвуковых потоков плазмы в воздухе, позволили раскрыть особенности ее движения и взаимодействия с плазменным потоком, а также определить параметры среды, в которую истекает плазма.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Бурмаков, Г. М. Новик. ЖТФ, 1981, 51, 1, 68.
2. А. А. Коньков, А. П. Соколов. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1977, 4, 167.
3. D. Apostol, I. Apostol, E. Cojocaru. J. Appl. Phys., 1980, 51, 2, 1238.
4. A. P. Burmakov, A. A. Labuda. Proc. of the XV Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Invited Papers. M.: VINITI. 1981.
5. М. А. Ельяшевич, А. А. Лабуда, Л. Я. Минько и др. Докл. АН БССР, 1972, 16, 2, 115.
6. А. П. Бурмаков, В. А. Зайков, А. В. Колесник и др. ЖПС, 1982, 37, 3, 368.
7. Л. Я. Минько. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970.
8. Н. Н. Кочина, Н. С. Мельникова. ПММ, 1958, 22, 4, 444.
9. Д. Е. Охочимский, И. Л. Кондрашева, З. П. Власова и др.— В кн.: Тр. Матем. ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР. Т. 50. М., 1957.

Поступила в редакцию 20/XI 1984,
после доработки — 12/III 1985

ДИНАМИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ И УДЕЛЬНАЯ РАБОТА ОТРЫВА ПРИ ОТКОЛЕ РЯДА КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ

*О. А. Клещевников, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Софронов,
В. А. Огородников, А. Г. Иванов, В. Н. Минеев*

(Москва)

Создание надежных конструкций, работающих при интенсивных динамических нагрузках, часто обусловлено знанием откольной прочности конструкционных материалов. Наиболее распространенные теории (критерии) откольного разрушения рассматривают его как отделение части материала путем слияния отдельных независимо развивающихся трещин в одну трещину разрыва по достижении критических значений: растягивающего напряжения $\sigma_{кр}$ или $\sigma_{кр}$ и времени пребывания τ материала под действием растягивающих напряжений, или энергии упругой деформации E объема, охваченного волной растяжения¹. Значения параметров откольной прочности находятся из расчетов течения материала при начальных условиях, взятых из эксперимента. Вследствие использования в расчетах оценочных данных о динамической зависимости напряжение — деформация (важнейшая точка — динамический предел текучести σ_s) и неконтролируемости критических условий откольного разрушения значительная часть данных об откольной прочности материалов носит качественный характер. Действительно, приводимые в литературе значения откольной прочности $\sigma_{отк}$ для одних и тех же материалов по данным разных авторов, полученные в близких условиях нагружения, отличаются более чем на порядок [2]. Эти различия связаны как с методами определения $\sigma_{отк}$, так и с технологией изготовления

¹ Часть работ (например, [1]) рассматривает и описывает откольное разрушение как непрерывный процесс накопления повреждений, качественно тождественный для любого момента времени вплоть до полной потери сплошности материалом. Обладая несомненными достоинствами в описании кинетики разрушения на микроуровне, такой подход по существу отрицает явление макроразрушения.