

6. Карабанов Ю. Ф., Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОЖГ.— В кн.: Горение конденсированных систем. Черно-головка: ОИХФ АН СССР, 1977.
7. Алхимов А. П., Бойко В. М., Паньшин А. Н. Оптические методы диагностики высокоскоростных двухфазных потоков.— В кн.: Газодинамика неравновесных процессов. Новосибирск: Наука, 1981.
8. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
9. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. 2-изд. М.: Наука, 1973.
10. Петров П. А. Механизм образования вихревых колец.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 2.
11. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Формирование вихревых колец.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Поступила 28/VI 1983 г.

УДК 533.082.5

СТРУЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ СЖАТИИ ПЛАЗМЫ В ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В. Я. Терновой
(Черноголовка)

Для создания плотной высокотемпературной плазмы широко используется ударное сжатие газа в условиях остроугольной геометрии металлическим ударником [1—3]. При этом на газодинамику сжатия существенное влияние оказывает взаимодействие ударника и стенок конструкции в области точки контакта. Возникающие при определенных режимах работы кумулятивные струи из материалов конструкции могут загрязнять сжимаемый газ, служить причиной неоднородности течения, уменьшать предельно достижимые параметры.

В данной работе проводится анализ режимов течения в зависимости от скорости ударника w , величины угла полураствора конуса $\alpha/2$, а также материала ударника и стенки. В зависимости от вышеперечисленных факторов струеобразование может отсутствовать, может возникать струя материала одного из элементов конструкции (стенки, ударник) или обоих. Рассмотрение проводится отдельно для каждого элемента, хотя, как это будет показано ниже, в некоторых областях характер их течений взаимосвязан. В работе делается попытка проследить за поведением системы до предельно больших скоростей.

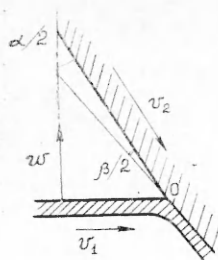
При рассмотрении области контакта можно в начальной стадии пренебречь отличиями конического течения от плоского и применить к нему результаты исследования двумерных течений в плоской геометрии. На основе теории струеобразования [4] выделяются области сверхзвуковой и дозвуковой скорости втекающего потока в системе координат, где точка контакта покоится.

Сверхзвуковая скорость втекающего потока. На фиг. 1 для бесструйной конфигурации представлена схема рассматриваемого взаимодействия и характеризующая течение картина скоростей в системе координат с покоящейся точкой контакта. В этом случае образуются ударные волны, связанные с точкой контакта. При прохождении через косую ударную волну поток может развернуться без струеобразования лишь на угол, меньший критического [5], зависящий от свойств материала и скорости потока ($v_1 = w \operatorname{tg} \alpha/2$ для материала ударника и $v_2 = w/\cos \alpha/2$ для материала стенки, w — скорость ударника в лабораторной системе координат). Реальный угол поворота потока определяется направлением движения границы раздела ударник — стенка. Материал стенки после точки контакта поворачивается на угол $\beta/2$, а материал ударника — на $(\pi - \alpha - \beta)/2$. Результат сравнения этих углов со значением максимально возможного угла поворота потока определяет характер течения.

В дальнейшем принимается, что для рассматриваемых материалов справедлива линейная связь скорости ударной волны D и скачка массовой скорости u [6]:

$$(1) \quad D = a + bu,$$

где для веществ, не имеющих фазовых переходов при



Фиг. 1

небольших сжатиях, $a = a_0 = c_0 = \sqrt[3]{-V_0^2 \left(\frac{cp}{\partial V} \right) / s}$ — гидродинамическая скорость при нормальных условиях.

Угол поворота определяется из условия равенства нормальных компонент векторов скоростей материала лайнера и материала стенки на границе раздела и равенства давлений на этой границе. После несложных преобразований получаем

$$\operatorname{tg} \beta/2 = \frac{\left(\sqrt{(\rho_2 a_2 + \rho_1 a_1)^2 + 4\rho_1 \rho_2 w \sin \alpha/2 (a_2 b_1 + a_1 b_2 + b_1 b_2 w \sin \alpha/2)} - \right. \\ \left. - 2\rho_1 b_1 w \sin \alpha/2 - \rho_2 a_2 - \rho_1 a_1 \right) \rightarrow \\ \rightarrow \frac{-\rho_1 b_1 / \cos \alpha/2}{2w (\rho_2 b_2 - \rho_1 b_1)},$$

где индексом 1 помечены параметры ударника; 2 — параметры стенки; ρ — плотность материалов при нормальных условиях.

При увеличении скорости ударника угол $\beta/2$ увеличивается, стремясь к пределу, определяемому выражением

$$\operatorname{tg} \beta^*/2 = \left(\frac{\sqrt{x}}{1 + \sqrt{x}} \right) \frac{\sin \alpha}{2}, \quad \text{где } x = \frac{\rho_1 b_1}{\rho_2 b_2}.$$

Если $\rho_1 b_1 = \rho_2 b_2$, то $(\beta^*/2) = 14^\circ$; максимально возможный угол поворота границы раздела при взаимодействии ударника из алюминия со свинцовой стенкой равен $12,3^\circ$, при взаимодействии ударника из молибдена со свинцовой стенкой — $13,6^\circ$.

Задача о сверхзвуковом натекании сжимаемого потока на жесткую стенку решена в [5] для заданного вида зависимости давления за ударной волной $p(\mu)$, где $\mu = \rho/\rho_0 - 1$. В дальнейшем φ — острый угол между ударной волной и жесткой стенкой; θ — угол между первоначальным направлением движения потока и жесткой стенкой.

Используя (1), получим следующее выражение для давления за ударной волной:

$$p = \frac{\rho_0 a^2 \mu (\mu + 1)}{(1 - b\mu + \mu)^2}.$$

После повторения выкладок, следуя [5], получим систему уравнений для определения максимально возможного угла поворота без струеобразования:

$$(2) \quad \mu = \begin{cases} \frac{(b-1)M^2 + b/2 + 1 \pm \sqrt{b(M^2(2b-1) + 1 + b/4)}}{(b-1)^2 M^2 - 1} & \text{при } M \neq (b-1)^{-1}, \\ \frac{M^2 - 1}{2(1 + b/2 + (b-1)M^2)} & \text{при } M = (b-1)^{-1}; \end{cases}$$

$$(3) \quad \sin \varphi = \frac{(1 + \mu)}{(1 - (b-1)\mu)M};$$

$$(4) \quad \operatorname{tg} \theta^* = \frac{\mu \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \sin \varphi}{1 + \mu - \mu \sin^2 \varphi},$$

здесь $M = v/a$; v — скорость втекающего потока. Из условия стремления v к нулю при уменьшении скорости потока выбираем знак минус перед корнем в уравнении (2). Наше решение позволяет в отличие от [7] найти наглядно асимптотику при увеличении скорости:

$$\mu \rightarrow \frac{1}{(b-1)} - \frac{\sqrt{b(2b-1)}}{(b-1)^2 M}, \\ \sin \varphi \rightarrow \sqrt{\frac{b}{(2b-1)}} - \frac{1}{M(b-1)}, \quad \operatorname{tg} \theta^*(\infty) = \frac{1}{2\sqrt{(b-1)b}}.$$

В пределе больших скоростей существует максимальный угол поворота

зависящий лишь от параметра b в уравнении связи D и u . Для $b = 1,5$ максимальный угол поворота 30° , для $b = 1,24-42,5^\circ$, для $b = 1,26-44^\circ$ (предельное значение b для металлов находится по модели Томаса — Ферми и равно $1,25$ [6]). В [8] расчетно и экспериментально показано, что образующаяся при сверхзвуковой скорости потока струя является диспергированной, причем плотность облака частиц тем меньше, чем меньше угол поворота отличается от максимально возможного угла бесструйного течения. Там также показано, что при скорости потока, приблизительно равной скорости звука, наблюдается небольшое радиальное рассеяние струи; если скорость потока дозвуковая, то образуются сплошные связанные струи.

Дозвуковая скорость втекающего потока. В области дозвукового втекания материала в область контакта рассмотрение обычно ведется в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости. Гидродинамическая теория кумуляции для любой геометрии соударения всегда предсказывает наличие кумулятивной струи [4]. Наличие у металлов прочностных свойств [9] и вязкости [10] приводит к отсутствию струеобразования и в дозвуковом режиме при определенных параметрах соударения.

Учет прочности материалов приводит к отсутствию струеобразования при малых скоростях втекающих потоков:

$$(5) \quad w_1^{0*} = \sqrt{\frac{2\sigma_1}{\rho_1}} \frac{1}{\sin \alpha/2}, \quad w_2^{0*} = \sqrt{\frac{2\sigma_2}{\rho_2}} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha/2}$$

(σ — прочность материала). В [9] даны примеры прочности: $\sigma = 0,4-0,5$ ГПа для стали; $\sigma = 0,2-0,3$ ГПа для алюминия. Из обсуждаемых далее экспериментов видно, что это ограничение несущественно.

В рамках модели несжимаемой вязкой жидкости в [10] объясняется существование замедленных струй и отсутствие струеобразования в диапазоне скоростей, зависящем также от геометрических размеров взаимодействующих потоков. Максимальная скорость потока, допускающая бесструйный режим взаимодействия, определяется в виде

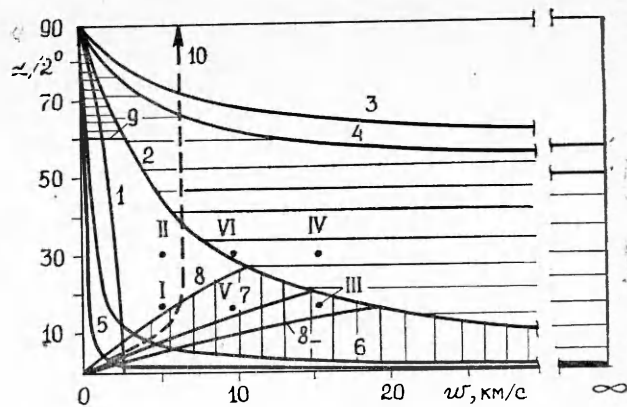
$$(6) \quad w_1^{1*} = 2 \left(\frac{1 - \cos \alpha/2}{\cos^2 \alpha/2} \right) \frac{v_1}{\delta} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha/2}, \quad w_2^{1*} = w_1^{1*} \frac{v_2}{v_1}$$

где v — кинематический коэффициент вязкости; δ — толщина области взаимодействия; $(\pi - \alpha)/2$ — угол соударения. В [10] показано также, что при увеличении скорости деформирования вязкость стремится к предельным значениям 10^4-10^5 П. Значения коэффициентов вязкости для конкретных металлов в интересующем нас диапазоне скоростей деформирования можно найти в [11].

В остальной области параметров соударения наблюдается струеобразование. Большинство экспериментов подтверждают тезис [8] о компактности струй. Но в области малых углов соударений (больших $\alpha/2$) струи так же, как и в сверхзвуковом режиме, оказываются диспергированными. Это явление связывается с неустойчивостью границы раздела соударяющихся потоков [12]. Эта область соответствует области режимов сварки взрывом и охватывает область углов соударения $<60^\circ$ ($\alpha/2 > 60^\circ$).

В результате проведенного анализа видно, что плоскость в координатах $w, \alpha/2$ делится на несколько областей режимов, показанных на фиг. 2, где 1, 2 — линии, на которых скорости материала стенки и материала ударника достигают своих звуковых значений, линия 3 соответствует $\alpha/2 = (\pi/2 - \theta^*(M))$ для материала ударника; 4 ($\alpha/2 = (\pi/2 - \theta^*(M) - \beta/2(M))$) — граница бесструйных сверхзвуковых режимов при учете сжимаемости стенки. На фиг. 2 представлен случай, когда максимальный угол поворота материала стенки всегда больше угла поворота границы раздела за точкой контакта. Границы 5, 6 определяются w_1^{0*}, w_2^{0*} по формуле (6) материала стенки и ударника соответственно; линии 7, 8, δ_- изображают соответственно w_1^{1*}, w_2^{1*} для конкретных случаев

(граница δ_- проведена при условии применения более тонкого ударника, чем при нахождении δ и неизменном значении v). Линия 9 ($\alpha/2 = 60^\circ$) делит области сплошных и диспергированных струй при дозвуковой скорости течений. Границы 2, 4 выделяют области диспергированных струй при сверхзвуковой скорости потоков; 2, 8, 7 или δ_- , 6 — область сплошных струй. Римскими цифрами на фиг. 2 обозначено положение режимов течений в конкретных конических мишенях. Схема регистрации параметров высокотемпературной плотной плазмы дана в [13] и поэтому здесь не рассматривается.



Ф и г. 2

Параметры систем и результаты исследования их по вышеизложенной схеме приведены также в табл. 1. Наряду с конструкциями, использующими для генерации плазмы толстые ударники [13], представлены результа-

Т а б л и ц а 1

| № п/п | I | II | III | IV | V | VI |
|----------------------|----------|------|------|------|----------|------|
| Материал ударника | Алюминий | | | | Молибден | |
| Материал стенки | Свинец | | | | | |
| Толщина ударника, мм | 0,2 | 0,2 | 0,03 | 0,03 | 0,4 | 0,1 |
| $\alpha/2$, град | 15 | 30 | 15 | 30 | 15 | 30 |
| w , км/с | 5,4 | 5,4 | 15 | 15 | 9,3 | 9,3 |
| v_1 , км/с | 1,45 | 3,1 | 4,0 | 8,65 | 2,5 | 5,35 |
| v_2 , км/с | 5,6 | 6,2 | 15,5 | 17,3 | 9,6 | 10,7 |
| $\beta/2$, град | 6 | 8 | 5 | 8 | 8 | 13 |
| θ_1^* , град | | | | 7 | | 1 |
| θ_2^* , град | 13 | 15 | 28 | 29 | 22 | 24 |
| w_1^{0*} , км/с | 1,8 | 0,9 | 1,8 | 0,9 | 2,4 | 1,25 |
| w_2^{0*} , км/с | 0,3 | 0,45 | 0,3 | 0,45 | 0,3 | 0,45 |
| w_1^{1*} , км/с | 35 | 81 | 230 | 530 | 110 | 250 |
| w_2^{1*} , км/с | 6,2 | 14 | 41 | 94 | 12 | 29 |

Т а б л и ц а 2

| Материал | $\rho \cdot 10^{-3}$ кг/м ³ | a , км/с | b | v , м ² /с | σ , ГПа |
|----------|---|------------|------|-------------------------|----------------|
| Свинец | 11,34 | 2,58 | 1,26 | 4,6 | 0,04 |
| Молибден | 10,2 | 5,16 | 1,24 | 40 | 2,0 |
| Алюминий | 2,71 | 5,25 | 1,39 | 26 | 0,3 |

ты обсуждения схем, где для этой цели применялась слоистая система. Она состояла из стального ударника, ускоряемого до скорости $5,3 \pm \pm 0,2$ км/с, прокладки из оргстекла толщиной ~ 1 мм и молибденовой фольги толщиной 0,1 мм, которая разгонялась ударником до скорости $9,3 \pm 0,5$ км/с и взаимодействовала с алюминиевым доньшком мишени 0,03 мм толщиной.

При оценке использовалось уравнение состояния свинца, молибдена и алюминия с параметрами, приведенными в табл. 2. В табл. 2 приведены также характерные значения прочности и коэффициента кинематической вязкости рассматриваемых металлов.

Во всех рассмотренных случаях материал стенки имеет сверхзвуковую скорость втекания v_2 . Диспергированная струя не образуется, так как реализующийся угол поворота $\beta/2$ меньше максимально возможного угла поворота без струеобразования θ_2^* .

Видно, что рассмотренные системы, за исключением высокоскоростной с $\alpha/2 = 30^\circ$, попадают в область дозвуковой скорости втекания материала ударника в точку контакта v_1 .

Учет прочностных свойств по формуле (5) дает малые предельные скорости ударника для его (w_1^{0*}) и материала стенки (w_2^{0*}) бесструйных течений и не ограничивает протекание струеобразования в рассматриваемых системах. Протекание струеобразования затрудняется действием вязких сил; w_1^{1*} и w_2^{1*} — предельные скорости ударника для бесструйного течения материала ударника и материала стенки соответственно при учете влияния вязких сил согласно (6). Видно, что эти скорости в рассматриваемых системах намного превосходят реализуемый диапазон скоростей.

При оценке значение v бралось из [11], а значение b равно толщине ударника. Уменьшая толщину ударника, можно увеличить w_1^{1*} и w_2^{1*} при заданном угле и получать бесструйные режимы в большей части области, ограниченной линией 2 (см. фиг. 2). Существенно, что оценка проводилась при неизменном значении v , хотя вязкость может зависеть от условий деформирования. Однако отсутствие экспериментальных данных не позволяет пока учесть эту зависимость. С другой стороны, в дозвуковом режиме возникающие струи будут компактными (большие углы соударения). Переход к сверхзвуковому режиму приводит к зарождению диспергированных струй. Это, по-видимому, явилось причиной резкого уменьшения параметров плазмы, регистрируемых по методике [13] с использованием мишеней при $\alpha/2 = 30^\circ$ и больших скоростях ударников. Из проведенного анализа максимальных углов поворота без струеобразования видно, что при $\alpha/2 < 30^\circ$ и применении использованных материалов нельзя надеяться вернуться к бесструйному течению при увеличении скорости ударника, так как $\theta^*(\infty) + \beta^*/2(\infty) < (\pi - \alpha)/2$. Бесструйные конфигурации возможны при больших углах полураствора конуса. Эта область параметров подходит для сжатия плазмы при применении генераторов, аналогичных генератору Войтенко. Из фиг. 2 видно, что в полусферической камере компрессора реализуются области струйных течений (линия 10); наряду с воздействием генерируемой плазмы на стенки камеры струеобразование может быть причиной попадания в сжимаемую плазму большой массы металла [14].

Таким образом, получены аналитические выражения для расчета критического угла поворота сжимаемого сверхзвукового потока с уравнением

состояния, использующим линейную связь скорости ударной волны и скачка массовой скорости. Найдены асимптотики решений для критического угла поворота потока и угла поворота границы раздела при увеличении скорости ударника. Показана важность учета струеобразования при конструировании устройств для сжатия плазмы в условиях остроугольной геометрии.

Автор приносит благодарность В. Е. Фортову за постановку задачи и постоянное внимание к работе, В. Б. Минцеву, А. Н. Михайлову и А. В. Уткину за полезные обсуждения и дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Вовченко В. И. и др. Исследование процесса генерации термоядерных нейтронов при лазерном воздействии на конические мишени.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 7.
2. Derentowicz H., Kaliski S., Wolski J., Ziolkowski Z. Generation of thermonuclear fusion neutrons by means of a pure explosion. II. Experimental results.— Bull. Acad. Polon. Sci., 1977, vol. 25, N 10.
3. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
4. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции.— ФГВ, 1980, т. 16, № 5.
5. Walsh J. M., Shleffler R. G., Willing F. J. Limiting conditions for jet formation in high velocity collisions.— J. Appl. Phys., 1953, vol. 24, N 3.
6. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности.— ПМТФ, 1981, № 2.
7. Кузьмин Г. Е., Яковлев П. В. Исследование соударений металлических пластин со сверхзвуковой скоростью точки контакта.— ФГВ, 1973, т. 9, № 5.
8. Chou P. C., Carleone J., Karpp R. R. Criteria for jet formation from impinging shells and plates.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, N 7.
9. Дерибас А. А., Захаренко П. Д. Определение предельных режимов соударения, обеспечивающих сварку металлов взрывом.— ФГВ, 1975, т. 11, № 1.
10. Годунов С. К., Дерибас А. А., Мали В. И. О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударениях металлических пластин.— ФГВ, 1975, т. 11, № 1.
11. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
12. Михайлов А. Н., Дремин А. Н., Гордонолов Ю. А., Уткин А. В. Волнообразование на границе соударения металлов как причина распада обратной струи.— В кн.: Междунар. симпоз. «Обработка металлов взрывом». ЧССР, Готвальдов, 1982.
13. Анисимов С. И., Беспалов В. Е. и др. Генерация нейтронов при взрывном инициировании ДД-реакции в конических мишенях.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, вып. 1.
14. Минцев В. Б., Фортов В. Е. Взрывные ударные трубы.— ТВТ, 1982, т. 20, № 4.

Поступила 4/VII 1983 г.

УДК 532.574.8.

ФОТОХРОМНЫЙ МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

*В. А. Барачевский, В. Ф. Манджиков, Ю. С. Рязанцев,
Ю. П. Строкач, В. Н. Юречко*

(Москва)

Традиционные методы визуализации течения в капельных жидкостях основаны на введении в жидкость трассеров, подкрашенной жидкости, твердых частиц или пузырьков [1, 2].

Фотохромный метод заключается в визуализации потоков с помощью цветных меток, инициированных УФ-излучением, в первоначально бесцветной жидкости, в которой растворено фотохромное вещество [3]. Поскольку фотоиндуцированная окраска фотохромного раствора сохраняется некоторое время после его фотоактивации, появляется возможность регистрации цветной метки в потоке визуальнo с помощью фотоаппарата или кинокамеры [4].

Фотохромный метод является бесконтактным, практически не вносит возмущения в поток и может обеспечивать многократное безынерционное