

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // ИФЖ.— 1974.— Т. 27, № 1.
2. Гельфанд Б. Е. Современное состояние и задачи исследования детонации в системе капли жидкости — газ // Детонация.— Черногловка, 1977.
3. Ивандеев А. И., Кутушев А. Г., Нигматуллин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. МЖГ.— 1981.— Т. 16.
4. Engel O. G. Fragmentation of wavedrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bur. Stand.— 1958.— V. 60, N 3.
5. Runger A. A., Nicholls J. A. Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2.
6. Simons G. A. Liquid drop acceleration and deformation // AIAA J.— 1976.— V. 14, N 2.
7. Бельский Б. М., Евсеев Г. А. Экспериментальное исследование разрушения капли под действием газа, движущегося за ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 2.
8. Waldman G. D., Reineche W. G., Glenn D. C. Raindrop break-up in the shock layer of a high-speed vehicle // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 9.
9. Ударные трубы/ Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова.— М.: ИЛ, 1962.
10. Бойко В. М., Карнаухов А. А. и др. Метод многоэкспозиционной фоторегистрации частиц в высокоскоростных двухфазных потоках // ПМТФ.— 1982.— № 3.
11. Hurper E. Y., Grube G. W., Ghang I-Dee. On the break-up of accelerating liquid drops // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 52, N 3.
12. Simpkins P. G., Bales E. L. Water drop response to sudden acceleration // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 55, N 4.
13. Ranger A. A. Shock wave propagation through a two-phase medium // Acta Astronautica.— 1972.— V. 17, N 4/5.
14. Mayer E. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams // ARS J.— 1961.— V. 31, N 12.
15. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. Усиление слабых ударных волн в горячей двухфазной системе жидкость — газ // ПМТФ.— 1970.— № 1.
16. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане.— М.: Мир, 1981.— Ч. 2.

Поступила 16/1 1986 г.

УДК 532.526

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ПРИ ВЯЗКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЛЕТАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЕЙ

Н. П. Гриднев

(Новосибирск)

В случае полета тел с большими сверхзвуковыми скоростями важной задачей становится проблема уменьшения сопротивления этих тел, а также снижения теплового потока к стенкам летательного аппарата. Одним из возможных средств решения этой проблемы может оказаться выдувание твердых частиц с поверхности тела навстречу сверхзвуковому потоку. При взаимодействии летящих частиц с головной ударной волной (УВ) возможна перестройка структуры течения, приводящая к изменению аэродинамических характеристик обтекаемого тела.

Рассмотрим процесс взаимодействия одной летящей частицы со стоячей УВ. Такая постановка справедлива в том случае, если реализуется режим течения «одиночных» частиц, т. е. взаимодействием их друг на друга можно пренебречь. Это имеет место при условии $d/l > 5$, где d — среднее расстояние между частицами, l — их характерный размер [1]. Будем предполагать, что в начальный момент фронт УВ плоский, а частица — бесконечно тонкая пластина конечных размеров. Параметры газа по обе стороны УВ задаются по формулам ударного перехода. В момент времени $t = 0$ частица начинает двигаться из зоны дозвуковых скоростей (зоны больших давлений) в зону сверхзвуковых скоростей. Предположим также, что частица движется с постоянной скоростью под нулевым углом атаки к невозмущенному потоку.

Поставленную задачу будем решать в двумерном приближении на основе полной системы уравнений Навье — Стокса для вязкого тепло-

проводного газа, которую запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0,$$

$$f = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{vmatrix}, \quad F = \begin{vmatrix} \rho u \\ \rho u^2 - \sigma_x \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ (E - \sigma_x)u - \tau_{xy}v - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{vmatrix}, \quad G = \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 - \sigma_y \\ (E - \sigma_y)v - \tau_{xy}u - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \end{vmatrix},$$

$$E = c_v \rho T + \rho u^2/2 + \rho v^2/2, \quad \sigma_x = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x},$$

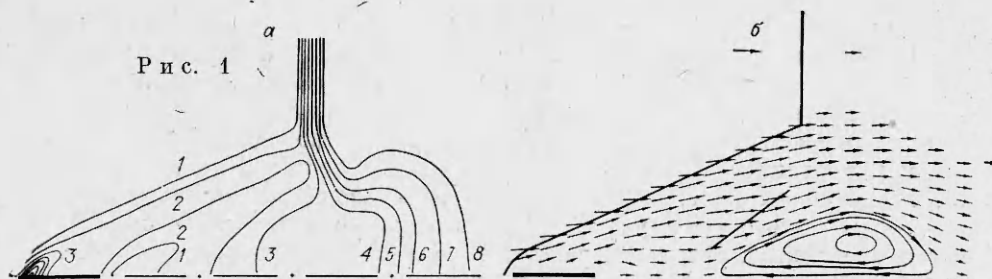
$$\sigma_y = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right).$$

Не нарушая общности, можно положить, что частица движется по линии $y = 0$. В этом случае граничные условия зададим в обычной форме: $\partial u/\partial y = \partial \rho/\partial y = \partial p/\partial y = v = 0$ — условие симметрии течения при $y = 0$, $u = v = 0$ — условие прилипания частиц газа к поверхности пластины, $\partial T/\partial y$ — условие тепловой изоляции пластины. На внешних границах расчетной области поддерживаются известные параметры потока газа: на левой границе параметры сверхзвукового потока, на правой — параметры невозмущенного дозвукового потока (расчет заканчивается до того, как возмущение от следа пластины придет на правую границу), положение верхней границы расчетной области выбирается таким образом, чтобы на ней выполнялось условие $\partial f/\partial y$.

Основополагающий момент при решении уравнений Навье — Стокса с использованием разностных схем — выбор соответствующего численного алгоритма. Главное требование, которое нужно предъявлять к нему, — это хорошие аппроксимационные свойства, т. е. алгоритм должен быть чувствителен к малым изменениям чисел Рейнольдса при больших его значениях. Для этих целей построена явная разностная схема 3-го порядка точности, которая наиболее подробно описана в [2]. Шаблон разностной схемы выбирался таким образом, чтобы члены с физической вязкостью в уравнениях Навье — Стокса могли только уменьшить степень немонокотности этой схемы, что позволяет избежать в численном решении нефизических осцилляций.

Предварительные расчеты по этой схеме обтекания бесконечной плоской пластины вязким газом в приближении погранслоя и сравнение полученных результатов до чисел Рейнольдса $Re = 10^7$ с точным решением [3] дали хорошее совпадение. Аналогичные исследования с использованием явных разностных схем 1-го и 2-го порядка точности показали, что эти схемы могут давать удовлетворительные результаты соответственно лишь до $Re = 5 \cdot 10^2$ и $5 \cdot 10^4$, в противном случае расчетная толщина погранслоя превышает ее точное значение в силу существенного влияния схемной вязкости.

С учетом вышесказанного поставленная задача решалась по схеме 3-го порядка точности. Расчеты проводились при числе Прандтля $Pr = 0,7$, отношении теплоемкостей $\gamma = 1,4$ и в предположении, что коэффициенты динамической вязкости μ и теплопроводности λ постоянные. Однако следует отметить, что численный алгоритм хорошо реализуется при любой зависимости μ и λ от физических свойств среды. Результаты расчета для $Re = 1000$ в два момента времени, когда задний конец пластины отошел от УВ на 2,5 и 4,3 калибра, представлены на рис. 1, 2 в виде поля давлений и поля скоростей. Соответствие между величиной давления p и номером изолинии N на рис. 1, а, 2, а задается формулой $p = 5,5 \cdot 10^4(1 + N)$ Па. Значение Re определялось размером частицы и параметрами невозмущенного сверхзвукового потока. Параметры набегающего потока следующие: $M = 2,1$, $p = 10^5$ Па, $T = 300$ К. Частица в начальный момент времени расположена на расстоянии, равном полови-



не ее продольного размера от УВ, и начинает двигаться в ее сторону со скоростью $M = 1,5$. Ввиду того что в данной задаче наибольший интерес представляло течение в следе частицы, не будем специально детализировать сложный характер течения на носике пластины и в окрестности ее задней кромки.

Как следует из рис. 1, 2, наличие летящей частицы приводит к образованию близкого к коническому скачка уплотнения, движущегося по потоку вместе с ней и примыкающего в нижнем своем основании к прямой УВ. Это вызывает существенное изменение структуры течения в рассматриваемой области. Ввиду того что давление газа за коническим скачком и особенно в следе частицы значительно меньше давления за плоским скачком, газ из области высокого давления начинает двигаться за частицей, а в обратную сторону распространяется волна разрежения. Поток газа приобретает скорость в волне разрежения, затем тормозится под действием обратного скоростного напора и на определенном расстоянии от стоячей УВ сворачивается в вихрь (рис. 1, б, 2, б). Таким образом, за летящей частицей образуются два симметричных вихря, размеры которых по мере продвижения частицы вперед увеличиваются. В зоне сверхзвуковых скоростей на системе вихрей формируется вторичная УВ.

В случае, если частицы, летящие с поверхности обтекаемого тела, взаимодействуют с головной УВ, за ней одновременно происходит падение давления и температуры, приводящее соответственно к уменьшению сопротивления летательного аппарата, а также к снижению теплового потока к его стенкам. Отмеченный механизм взаимодействия имеет место и тогда (рис. 2), когда расстояние между частицами в 5 раз и более превышает их характерный размер. Это, с одной стороны, оправдывает вышепринятое допущение о течении в режиме «одиночных» частиц, с другой — говорит о том, что для изменения структуры течения в зоне отошедшей УВ расход выбрасываемых из обтекаемого тела частиц может быть невелик.

Впервые задача о прохождении фронта УВ частицей, двигающейся навстречу сверхзвуковому потоку, возникла при экспериментальном исследовании обтекания тел запыленным гиперзвуковым потоком [4, 5]. Было установлено, что в результате взаимодействия ударного слоя с частицами, отскочившими от обтекаемой поверхности, происходит возмущение отошедшей УВ.

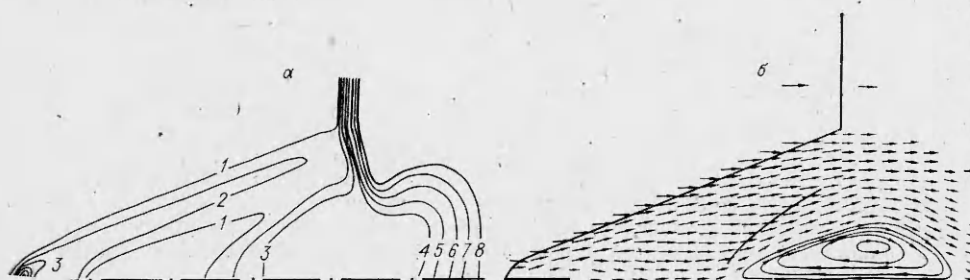


Рис. 2

Возмущения проявлялись в виде конических скачков, перемещающихся вверх по потоку. Однако используемая экспериментальная техника не позволила достаточно полно выявить всю внутреннюю структуру течения, возникающего в этом случае, что, в свою очередь, затруднило аргументированное объяснение наблюдаемых явлений. Так, в [5] отмечено, что не у всех возмущенных скачков во главе скачка находится частица и что в некоторых случаях, когда в вершине конического скачка нет частицы, вершина скачка не замкнута. Как следует из проведенных расчетов, такие скачки формируются на системе вихрей, возникающих в следе частицы, и если скорость на оси следа частицы не достигает сверхзвуковой, то вершина скачка не замкнута. В [5] также установлено, что полууглы растворов конусов возмущений с частицами в вершине меньше полууглов раствора скачков, во главе которых частиц нет. Это же подтвердили вышеописанные расчеты: фронт УВ, формирующийся на вихрях, круче конического скачка, возникающего на частице (см. рис. 1, 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Благосклонов В. И., Кузнецов В. М. и др. О взаимодействии гиперзвуковых неоднородных течений // ПМТФ.— 1979.— № 5.
2. Гриднев Н. П. Разностная схема 3-го порядка точности для расчета сложных газодинамических и магнитогидродинамических течений // Вопросы магнитной газодинамики.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
3. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика.— М.: Наука, 1969.
4. Dunbar L. E., Courtney J. F., McMillen L. D. Heating augmentation in erosive hypersonic environments // AIAA J.— 1975.— V. 13, N 7. Рус. пер. // ПТК.— 1975.— Т. 13, № 7.
5. Hove D. T., Smith A. A. Holographic analysis of particle-induced hypersonic bow-shock distortions // AIAA J.— 1975.— Т. 13, N 7. Рус. пер. // ПТК.— 1975.— Т. 13, № 7.

Поступила 14/1 1986 г.

УДК 539.893 + 62—987/—988

МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ КУМУЛИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ

С. Г. Алиханов, В. П. Бахтин

(Москва)

Актуальность получения высоких давлений общеизвестна. Особенно большие успехи в этом направлении научных исследований достигнуты с помощью динамических методов, основанных на использовании мощных ударных волн, генерируемых тем или иным способом [1—4]. Однако, даже если отбросить специфические трудности, присущие этим методам, они не всегда могут быть использованы, так как во многих случаях требуется плавное (неударное) нарастание давления. Проблема получения таких давлений относительно легко решается применением магнитных полей. Так, в [5] описаны эксперименты по изэнтропическому сжатию органического стекла до 400 ГПа магнитным полем, направленным вдоль оси медной трубки, внутри которой располагался исследуемый образец. Усиление магнитного поля до величины, соответствующей давлению 400 ГПа (~ 10 МГс), осуществлялось путем сжатия его стальной трубой, ускоренной продуктами детонации взрывчатого вещества и расположенной коаксиально с медной трубкой. Аналогичная геометрия использовалась и в [6], где сообщается о фазовом переходе кварца в сверхплотное состояние при давлении 125 ГПа, который не наблюдался в опытах с ударными волнами. Применение ВВ в экспериментах подобного рода может тем не менее ограничить широкое распространение описанного способа создания высоких давлений. Поэтому привлекает внимание и другая возможность использования импульсных магнитных полей: сжимать исследуемое вещество оболочкой, ускоренной давлением магнитного поля электрического тока, протекающего по оболочке при разряде на нее конденсаторной батареи. Авторам [7] в цилиндрической геометрии удалось сжать газообразный гелий до давления 8 ГПа. В [8] в аналогичной геометрии получен уже более высокий результат: газообразный водород сжимался до ~ 20 ГПа. Однако и этот метод получения высоких давлений обладает недостатками: оболочка, некоторые части рабочей камеры и сам образец, даже если первоначально он был в твердом состоянии, разрушаются, и зафиксировать удастся лишь сам факт достижения высокого давления в образце, а не его результат. В этом смысле более выгодными могут оказаться системы с небольшим уровнем энергии