

03

## **Образование вихревых скачков уплотнения в трехмерном дозвуковом потоке, возникающем при выходе слабой ударной волны из канала**

© Т.В. Баженова, Т.А. Бормотова, В.В. Голуб, А.Л. Котельников,  
А.А. Макеич, С.Б. Щербак

Институт теплофизики экстремальных состояний  
Объединенного института высоких температур РАН, Москва  
E-mail: bazhenova@ihed.ras.ru

*В окончательной редакции 21 марта 2002 г.*

Приведены результаты экспериментального и численного исследования структуры трехмерного дозвукового течения за дифрагированной ударной волной для чисел Маха ударной волны, близких к единице. Обнаружено, что в потоке за дифрагированной ударной волной возникают вихревые скачки при уменьшении чисел Маха ударной волны вплоть до 1.04. Эта величина значительно ниже порога чисел Маха ударной волны, полученного аналитически для плоского автомодельного случая. Временной интервал от начала истечения до возникновения локальной сверхзвуковой зоны растет с уменьшением числа Маха падающей ударной волны, так же как и экспериментально измеренное время возникновения вихревого скачка.

При выходе ударной волны в расширяющееся пространство граница истекающего газа, на которой скорость терпит разрыв, образует крупномасштабный вихрь. Возникновение вторичной ударной волны на крупномасштабном вихре обнаружено численно при исследовании дифракции слабой ударной волны на двугранном угле в неограниченном пространстве при числе Маха падающей волны  $M_0 \geq 1.45$  [1] и экспериментально при выходе ударной волны из канала прямоугольного сечения и на плоском двугранном угле при  $M_0 \geq 1.33$  [2,3]. Это означает, что в дозвуковом спутном потоке возникают локальные сверхзвуковые зоны. Образование вихревых скачков уплотнения при торможении сверхзвукового потока способствует росту энтропии и диссипации механической энергии потока за ударной волной.

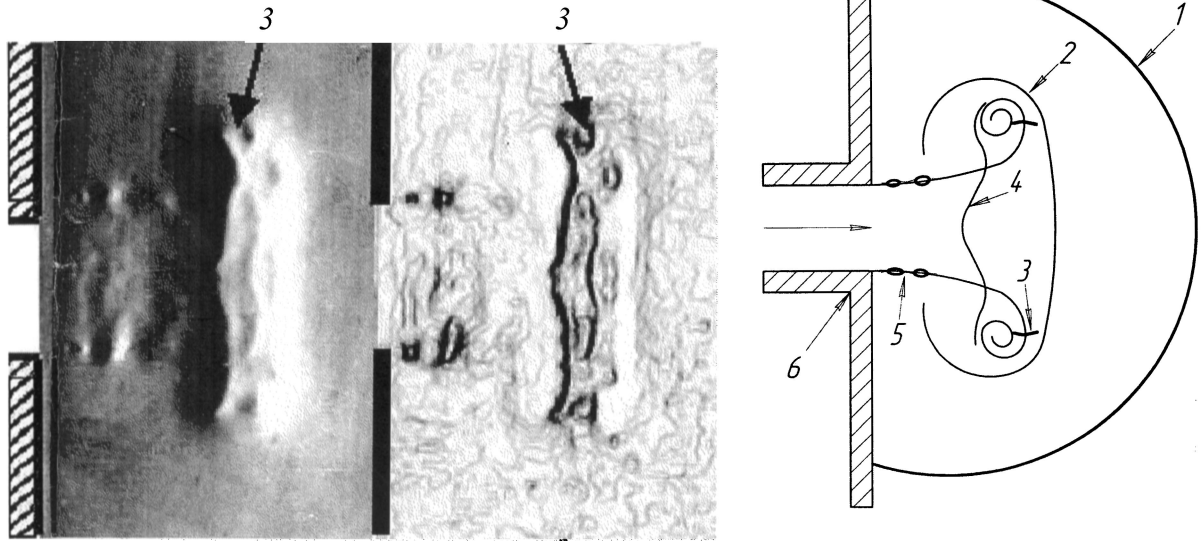
Причинами наблюдаемого явления могут быть: 1) формирование ударной волны в вихре из-за наличия когерентных структур, образующихся вследствие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на границе раздела двух сред; 2) ускорение потока под воздействием трехмерных волн разрежения, заходящих в канал; 3) образование в потоке квазисопла, формируемого линией срыва, свертывающейся в вихрь.

В [2] сделана попытка теоретического предсказания числа Маха  $M_0$  падающей ударной волны, при котором в потоке возникает вторичная ударная волна в полуограниченном пространстве (автомодельный случай). Предполагалось, что формирование ударной волны вблизи ядра вихря является следствием возникновения на угле сверхзвукового течения, создаваемого волнами разрежения. Наименьшее число Маха ударной волны, при котором возникает сверхзвуковой поток, получилось равным 1.346. Такая граница перехода совпала с экспериментами, выполненными на плоском двугранном угле [3], и при выходе слабой ударной волны из канала прямоугольного сечения [2]. Однако следует отметить, что возникновение слабых скачков плохо идентифицируется интерферометрическим методом, которым проводились исследования в этих работах.

Геометрия выходной части канала влияет на интенсивность дифрагированной волны и на структуру потока за ней. Если сечение ударной трубы квадратное, то дифрагированная ударная волна имеет сложную трехмерную форму [4], изменяющуюся во времени и пространстве. Отмечено отличие структуры потока за сильной дифрагированной ударной волной в трехмерном случае от осесимметричного и плоского случаев [5].

В данной работе проведены экспериментальное и численное исследования возникновения локальных сверхзвуковых зон и вихревых скачков в трехмерном случае, а именно в потоке за слабой ударной волной, выходящей из канала квадратного сечения.

Экспериментальная часть работы была проведена на установке, состоящей из ударной трубы, соединенной с вакуумной камерой. Рабочий газ — воздух. Регистрация теневой картины развития структуры потока за ударной волной во времени проводилась с помощью модернизированной высокоскоростной камеры ВСК-5, позволяющей получить в одном эксперименте 72 кадра размером  $16 \times 22$  мм с интервалом  $4\text{--}7 \mu\text{s}$ . Для анализа деталей процесса были получены единичные кадры размером  $24 \times 36$  мм с помощью искрового источника света. На рис. 1 приведены



**Рис. 1.** Шлирен-фотография потока за дифрагированной ударной волной с начальным числом Маха  $M_0 = 1.04$ , ее обработка в программе Adobe Photoshop и схема течения: 1 — дифрагированная ударная волна (на фотографии вне кадра); 2 — граница раздела газа, приведенного в движение дифрагированной ударной волной, и газа, истекающего из канала; 3 — вихревой скачок; 4 — вихревая петля; 5 — неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на линии отрыва, 6 — торец ударной трубы. Безразмерное время 8.3 ( $1200 \mu\text{s}$ ).

Таблица 1.

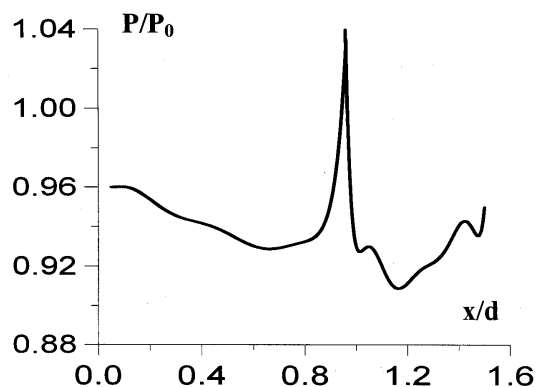
$M_0$	$t, \mu s$	$M_0$	$t, \mu s$
1.1	595	1.31	352
1.15	498	1.32	304
1.23	425	1.34	288
1.24	389	1.35	278
1.25	401	1.37	292
1.25	389	1.37	270
1.27	352	1.38	231
1.3	352	1.45	183

шлирен-фотография картины течения при дифракции ударной волны из канала квадратного сечения для момента времени  $t = 1200 \mu s$  после ее выхода из канала, а также компьютерная обработка фотографии и схема течения. В угловых точках вихревого кольца наблюдается резкое изменение интенсивности света. Для того чтобы убедиться, что наблюдаемая оптическая неоднородность является ударной волной, были проделаны эксперименты с обратным положением ножа Фуко. Возникновение вихревого скачка наблюдалось на единичных кадрах при уменьшении числа Маха падающей ударной волны вплоть до 1.04.

Исследование развития структуры потока за ударной волной во времени дало возможность проследить за зависимостью времени образования вихревого скачка от числа Маха падающей ударной волны (табл. 1). Временной интервал от начала истечения до возникновения вихревого скачка линейно падает с увеличением числа Маха падающей ударной волны по закону  $\bar{t} = 13 - 8.2M_0$  (в безразмерных координатах).

Таблица 2.

$M_0$	$t, \mu s$	$\bar{t}$
1.40	43	0.30
1.35	65	0.45
1.30	143	0.99
1.27	215	1.49
1.25	288	2.00



**Рис. 2.** Изменение давления в потоке в направлении диагонали квадрата на расстоянии  $0.5d$  от выхода из канала в момент времени  $2.15$  ( $310 \mu\text{s}$ ). Число Маха падающей ударной волны  $M_0 = 1.25$ . Численный расчет.

Численный расчет трехмерного поля параметров потока за дифрагированной ударной волной показал, что через некоторое время  $t$  после начала истечения в потоке около вихря появляются области, число Маха потока в которых становится больше единицы (табл. 2). Время нормировано на величину  $d/\sqrt{P_0/\rho_0}$ , где  $d$  — сторона квадрата,  $P_0$ ,  $\rho_0$  — начальные давление и плотность в барокамере. Безразмерная единица времени для условий эксперимента равняется  $144 \mu\text{s}$ .

Образование сверхзвуковой зоны в расчете обнаруживается немного раньше, чем возникновение скачка уплотнения фиксируется в эксперименте (табл. 1). Это может быть связано с тем, что для формирования вихревого скачка требуется дополнительное время. Это время увеличивается с уменьшением числа Маха падающей ударной волны, поэтому вихревые скачки не были обнаружены в работах [2,3]. На рис. 2 видно возникновение скачка давления в окрестности вихря.

Таким образом, эксперименты и расчеты показали, что в трехмерном дозвуковом потоке за дифрагированной ударной волной возникают вихревые скачки ниже порога чисел Маха ударной волны, полученного аналитически для плоского автомодельного случая.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 01-01-00664).

## Список литературы

- [1] *Hillier R.* // Shock Waves. 1995. V. 4. P. 17–26.
- [2] *Sun M., Takayama K.* // Shock Waves. 1997. V. 7. P. 287–295.
- [3] *Kleine H., Rizerfeld E., Gronig H.* // Shock Waves @ Marseille IV. 1995. Springer Verlag P. 117–122.
- [4] *Баженова Т.В., Булат О.А., Голуб В.В.* и др. // Изв. АН. МЖГ. 1993. № 1. С. 200–201.
- [5] *Баженова Т.В., Голуб В.В., Бормотова Т.А.* и др. // ТВТ. 2001. № 1. С. 123–128.