

О ВИХРЕВОЙ ОСОБЕННОСТИ АВТОМОДЕЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Е. Ф. Жигалко, Л. Л. Колюшкина, В. Д. Шевцов
(Ленинград)

Рассматривается задача о нестационарном течении газа, возникающем при падении в момент $t = 0$ плоской ударной волны, распространяющейся по неподвижному однородному газу O и характеризуемой числом $M = u/a_0$, на жесткую непроницаемую стенку, образующую клин с углом θ . Рассмотрим случай, когда угол θ достаточно велик, чтобы при взаимодействии возникала волновая конфигурация, представленная на фиг. 1, где CD — падающая волна, BC — регулярно отраженная волна, BE — фронт волны разрежения, распространяющейся от AO по области однородного течения 2 , AB — дифрагированная волна, 3 — область неоднородного течения. В отсутствие характерного размера задача автомодельна с аргументами $x = X/t$, $y = Y/t$.

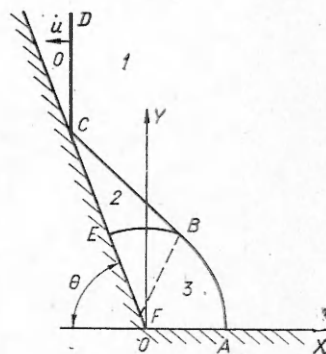
В случае $\theta \rightarrow \pi/2$ [1, 2] в точке O $u = v = 0$, т. е. поток заторможен. Асимптотическое же рассмотрение при $\theta \rightarrow 0$ говорит о том, что в окрестности точки O происходит обтекание угла с сохранением главной части X -компоненты скорости. Можно считать, что в промежуточном случае $\theta < \pi/2$ около точки O происходит обтекание угла и на стенке OE (на некоторой ее части), примыкающей к точке O , расположены частицы газа, попавшие в 3 через точку A на дифрагированной ударной волне. С другой стороны, очевидно, на части стенки OE , примыкающей к точке E , расположены частицы, попавшие в 3 под действием волны разрежения BE из 2 . На фиг. 1 обозначена точка F , разделяющая газ, попавший на OE различным путем.

Если предполагать, что газ невязкий и нетеплопроводный, то можно утверждать, что энтропия в частице сохраняется при движении внутри 3 , и поэтому по разные стороны точки F частицы имеют различную энтропию и вследствие непрерывности давления различную плотность. Точка F — вихревая особенность [3, 4] течения рассматриваемого типа — соответствует особенности Ферри конических течений газа [5].

Вихревая особенность (ВО) в точке F — существенный элемент рассматриваемой фундаментальной задачи отражения ударной волны от клина. В каждом из подходов (аналитическом, численном или экспериментальном) мотивы, связанные с ее существованием, должны быть приняты во внимание. В работе [3], например, сообщается о весьма удовлетворительных результатах, полученных с использованием для расчета течения в 3 варианта численной схемы с выделением скачка, при построении которой учтено присутствие вихревой особенности.

Из сказанного выше следует, что в F расположена частица, бывшая в точке O в момент прихода к ней падающей ударной волны, т. е. точка F — начало автомодельности в координатах Лагранжа. Покажем, что в точке F плоскости xy сходятся все траектории частиц в автомодельном течении в 3 .

Рассмотрим два момента времени t_1, t_2 , $t_1 \ll t_2$, $t_1 > 0$. В масштабе t_2 область 3 , какой она была в момент t_1 в плоскости XU , может быть принята за окрестность точки O , а само время t_1 за близкое к нулю. Из того, что F — лагранжева координата частицы, бывшей в точке O в



Ф и г. 1

момент $t=0$, следует, что к моменту t_2 частицы, распределенные в момент t_1 по области \mathcal{Z} , стянутся (в масштабе t_2) к точке F . Формальное обоснование этого вывода может быть сделано интерпретацией соответствующей теоремы из теории конических течений [5] на рассматриваемый случай течения.

Введем в плоскости XU в момент t_1 некоторый замкнутый контур $L(t_1)$, целиком лежащий в \mathcal{Z} . На части области \mathcal{Z} площадью $\Sigma(t_1)$, ограниченной L , расположены частицы газа массой m . Движение этих частиц в пространстве XUt происходит в некоторой трубке тока с сечением $\Sigma(t)$. Обозначим $l(t)$ образ $L(t)$ в плоскости xu . Очевидно, площадь $\sigma(t)$ ограничиваемой l фигуры равна $\sigma(t) = (1/t^2)\Sigma(t)$. Введем далее в рассмотрение ρ_e — оценку снизу для ρ_3 ($\rho_3 > \rho_e$), тогда $\Sigma(t) = m/\rho_{3cp} < m/\rho_e = \text{const} = \Sigma^*$.

Это значит, что $(1/t^2)\Sigma^*$ является оценкой сверху для $\sigma(t)$. Следовательно, жидкий контур $l(t)$ на xu стягивается с ростом t , а линии тока в xu сходятся к особым точкам или разрезу. Если повторить проделанное выше для контура L , частично совпадающего со стенкой, то получается, что любой жидкий контур стягивается к стенке. Значит, особенность расположена на стенке. Выше было получено, что две частицы газа, соседствующие около точки F , попали в \mathcal{Z} , пройдя (в плоскости xu) путь AOF и EF соответственно. Стало быть, линии тока неоднородного течения \mathcal{Z} в плоскости xu сходятся к особой точке, которая лежит на стенке, совпадает с F и единственна.

Из гладкости ударной волны ABC следует, что для плотности и энтропии эта точка является особенностью типа «узел». Уместно отметить, что гладкая отраженная ударная волна не порождает контактного разрыва в точке B , а на BF — линии, разделяющей газ, прошедший AB и BC , плотность непрерывна вплоть до F .

Основная возможность анализа течения в окрестности ВО связана с использованием линейного по $\delta = \pi/2 - \theta$ решения задачи для течения в \mathcal{Z} [2]. В этом решении для $\rho = (\rho_3 - \rho_2)/\rho_2 \delta$ получена формула ($\kappa = 7/5$, обозначения параметров общепринятые, индекс соответствует номеру зоны)

$$(1) \quad \rho(x, y) = \begin{cases} p(x, y) + (C_0 - 1) p(k, k \frac{y}{x}), & \frac{y}{x} < \text{tg} \Rightarrow AOB, \\ p(x, y), & \frac{y}{x} \geq \text{tg} \Rightarrow AOB, \end{cases}$$

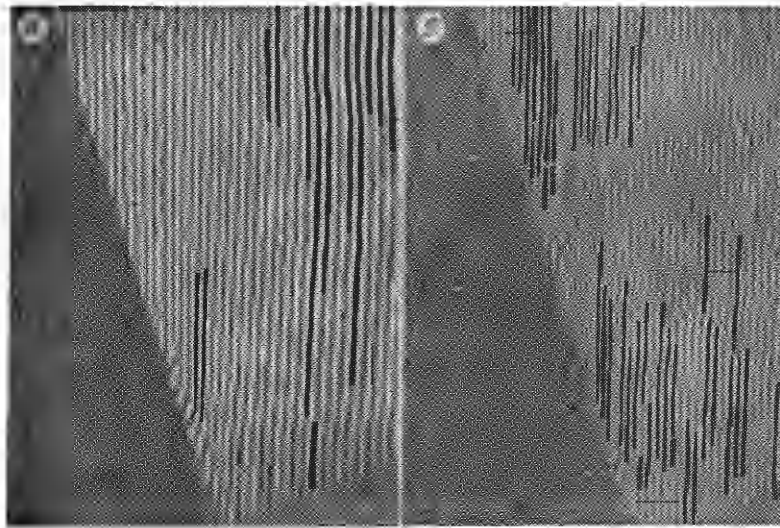
$$\text{где} \quad p(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2} C_{2n+1} \left[\left(\frac{1+x}{1-x} \right)^{\frac{2n+1}{2}} + \left(\frac{1-x}{1+x} \right)^{\frac{2n+1}{2}} \right] \times \\ \times \sin \left\{ (2n+1) \frac{\pi}{2} + (2n+1) \text{arctg} \frac{y}{\sqrt{1-x^2-y^2}} \right\};$$

$$C_0 = \frac{3}{5} \sqrt{\frac{4M^2-1}{M^2+2} \frac{(M^2+5)(4M^2-1)}{(7M^2-1)(M^2+2)}}; \quad k = \sqrt{\frac{M^2+2}{4M^2-1}} \quad (k = x_A, \delta = 0)$$

(остальные C_i — коэффициенты, определенные в [2]). Из формулы (1) следует несколько важных выводов. Во-первых, точка F расположена в xu на расстоянии $\sim \delta$ от точки O , т. е. скорость частицы, совпадающей с F , имеет порядок δ . Во-вторых, изменение ρ от луча к лучу в секторе BFE мало ($o(\delta)$) и существенно лишь в секторе BFO , где оно порядка δ . Наконец, главная часть приращения плотности в веере от луча FO к лучу FC составляет

$$(2) \quad [\rho_3]_F \approx (C_0 - 1) \frac{p_{2A} - p_2}{\kappa p_2} \rho_2.$$

Эти выводы во многом раскрывают наиболее интересные свойства ВО. Трудность экспериментального наблюдения ВО связана в первую очередь



Ф и г. 2

с локальностью явления и малостью величины неоднородности. Можно отметить также, что действие присущих реальному газу эффектов переноса смазывает картину и затрудняет эксперимент. В литературе [3, 4, 6—8] нет данных об экспериментальном наблюдении ВО.

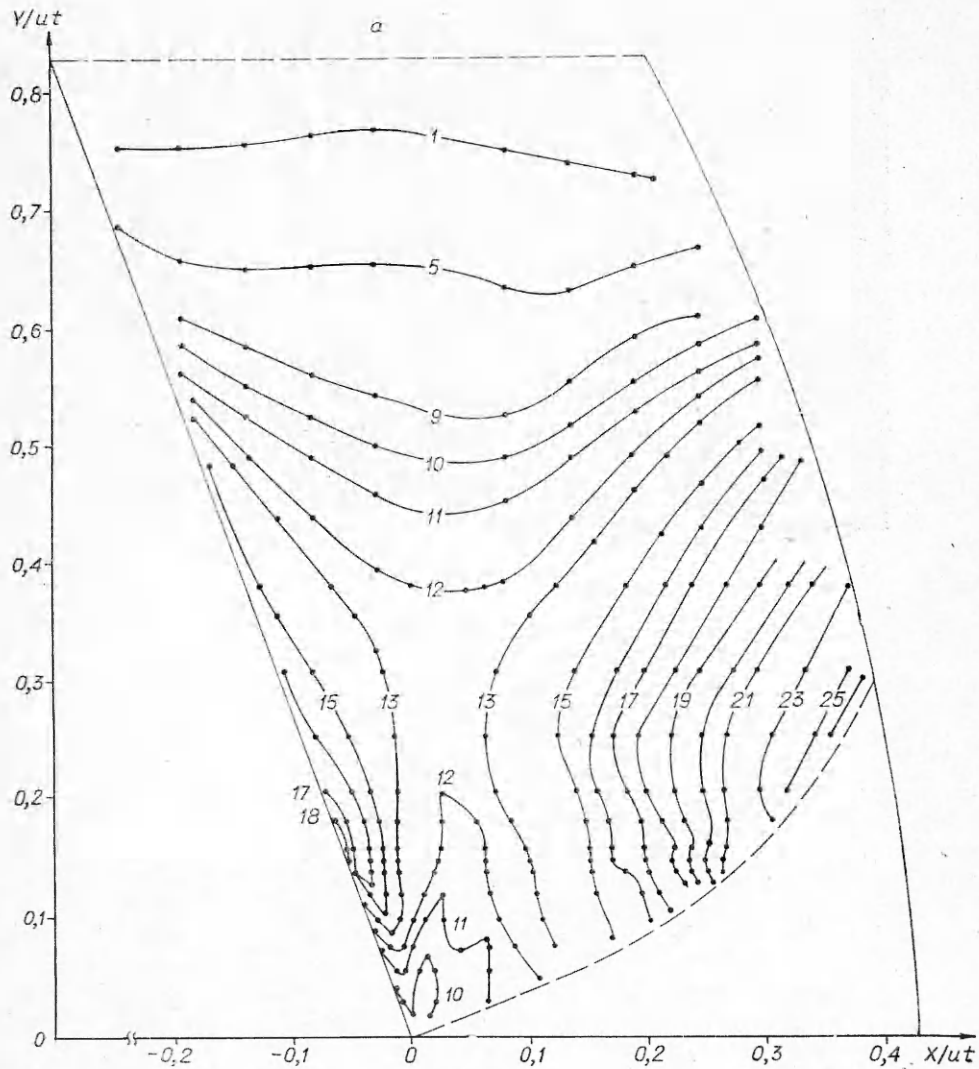
И все же, выбрав подходящим образом режим эксперимента, можно наблюдать отчетливо картину течения в окрестности вихревой особенности. При этом надо стремиться использовать метод с высоким пространственным разрешением и избегать погружения ВО в развитый пограничный слой на стенке, что, хоть и не препятствует регистрации ВО, все же несколько искажает картину.

Для наблюдения вихревой особенности в воздушной ударной трубе (без откачки) прямоугольного сечения 80×130 мм использовался дифракционный интерферометр, собранный на теновом приборе, работающий при полном сдвиге волновых фронтов. При этом он превращается в интерферометр типа Маха—Цендера. Съемка проводилась на аэрофотопленку шириной 320 мм, число полос в поле достигало 200. Для улучшения пространственного разрешения целесообразна настройка интерферометра на возможно более частые полосы.

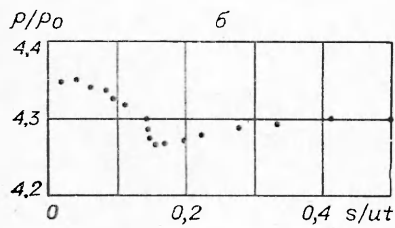
На фиг. 2, *a*, *b* даны характерные результаты, полученные для клина с $\delta = 20^\circ$; $M = 1,772$ и $1,796$ соответственно. На снимках участок стенки совпадает с нижним краем. Приведен увеличенный фрагмент поля в окрестности точек *O* и *F*, поскольку в полиграфии трудно отчетливо воспроизвести целиком интерферограмму в столь частых полосах. Фронты волн *ABC* и *BE* находятся за пределами кадра. Можно отметить, что теоретическая оценка толщины нестационарного пограничного слоя в окрестности ВО приводит к величине $\sim 0,1—0,5$ ширины полосы.

Вихревую особенность демаскирует характерное поведение полос в ее окрестности, и определение координаты ВО может быть проведено с точностью до нескольких процентов. Это — уникальная возможность прямого определения скорости газа в характерной точке течения.

Из интерферограммы может быть получено распределение плотности в поле течения. Соответствующий фиг. 2, *a* результат дан на фиг. 3, *a*. Линии постоянной плотности сходятся веером в особой точке типа «узел». Сопоставление результатов расшифровки и фиг. 2, *a* повышает точность определения координат ВО. Распределение плотности непосредственно вдоль стенки дано на фиг. 3, *b* (s — координата, измеряемая вдоль стенки от вершины *O*).



Ф и г. 3



Формула (2) дает для разрыва плотности в точке F в данном случае величину $0,052 \rho_0$. Этот результат очень близок к величине, представленной на фиг. 3, б, несмотря на то что угол δ в данном случае не особенно мал. Как отмечалось, распределение плотности отличается от идеального вследствие наличия процессов переноса. На фиг. 3 длины отнесены к расстояниям от вершины до падающей волны (ut).

За интерферограммой целесообразно закрепить функцию источника количественной информации о ВО, а наблюдать это явление наиболее удобно на цветной теневой диаграмме. Глаз различает градации цвета более эффективно, чем градации серого или микроскопические отклонения линий на интерферограмме. Цветные теневые диаграммы мы получали из интерферограмм с наиболее частыми полосами [9], которые в этом случае действуют как голограммы. В наших экспериментах мы сначала увидели ВО на цветных теневых диаграммах, затем установили, что особая точка движется вдоль поверхности клина от вершины угла с постоян-

ной скоростью. На цветной картине ВО проявляется в виде контрастного цветового пятна. На ней можно также заметить полосу, идущую от вихревой особенности к точке встречи регулярно отраженной ударной волны и головной волны разрежения (точка *B*).

Из данного выше анализа следует, что в районе полосы имеет место контакт газа, попавшего в *Z* через *AB*, с газом, прошедшим *BE*. Поскольку *BE* — волна разрежения, разрыва плотности нет, и можно считать, что метод обнаруживает неравномерное распределение градиента плотности в районе «контактной поверхности» *BF*. Подобным образом на теневых снимках поля течения, возникающего при дифракции ударной волны около развернутого угла ([6, 7]), из точки встречи падающей и дифрагированной ударной волны, а также волны разрежения исходит контрастное образование — «контактная поверхность». Как и в *Z*, на этой поверхности нет разрыва плотности в отличие от контактной поверхности их ансамбля трехударной конфигурации.

При дифракции ударной волны около развернутого угла тоже есть вихревая особенность, вполне аналогичная обсуждаемой выше. Однако условия эксперимента с ВО в задаче отражения более благоприятны, поскольку в этом случае скорость газа относительно стенки в окрестности особой точки невелика и эффекты переноса не слишком отклоняют явление от идеальной модели.

Поступила 5 XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Lighthill M. J. The diffraction of blast II.— Proc. Roy. Soc. A, 1950, vol. 200, p. 554.
2. Жигалко Е. Ф. Отражение ударной волны, близкое к нормальному, в линейном приближении.— Вестн. ЛГУ, 1970, № 13.
3. Kutler P., Shankow V. S. Дифракция ударной волны тупым углом. I. Регулярное отражение.— РТК, 1977, т. 15, № 2.
4. Ben Dor G., Glass I. I. Nonstationary oblique shock wave reflections: actual isopycnics and numerical experiments.— AIAA J., 1978, vol. 16, N 11.
5. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М.: Наука, 1970.
6. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
7. Skews B. W. The shape of diffracting shock wave.— J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, pt 2.
8. Law C. K., Glass I. I. Diffraction of strong shock waves by a sharp compressive corner.— CASI Transactions, 1971, vol. 4, p. 99.
9. Кольшикина Л. Л., Жигалко Е. Ф. Анализ цветной теневой картины, полученной из голограммы.— ЖТФ, 1981, вып. 2.

УДК 533.6.011

О ТЕЧЕНИЯХ ГАЗА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ С ПОВЕРХНОСТЯМИ РАЗРЫВА ПОРИСТОСТИ

А. Н. Крайко, Л. Г. Миллер, И. А. Ширковский
(Москва)

Рассматриваются течения газа в пористой среде с поверхностями разрыва пористости. Условия на таких поверхностях получаются с привлечением дополнительных предположений в рамках моделей, описанных в [1]. В качестве иллюстрации приводится решение задачи о нестационарном течении в трубе с пористой проставкой конечной ширины. Отметим, что в работах по течениям газа в пористых средах разрывам пористости обычно не уделяется должного внимания. Например, на них ставятся условия непрерывности, разумное обоснование которых возможно лишь для малых дозвуковых скоростей. В этом смысле исключение составляет работа [2], где для задач взаимодействия ударной волны с пористым полупространством и с пористым покрытием использовалось предположение о сохранении энтропии при втекании газа в пористый материал и схема «удар Борда» при истечении из него. Система предположений [1], принятая для тех же целей ниже, включая указанные схемы, позволяет анализировать более широкий класс режимов (например, звуковое или сверхзвуковое истечение газа из пористого материала в область достаточно низкого давления).