

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Компанеец, В. И. Романова, П. А. Ямпольский. Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 4.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзэр. Физика ударных волн. М., Физматгиз, 1963.
3. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 197.
4. С. Б. Кормер. УФН, 1968, 94, 641.
5. С. С. Бацанов. Инж.-физ. журнал., 1967, 12, 1.
6. А. Н. Дремин, О. Н. Бреусов. Усп. хим., 1968, 37, 898.
7. Г. А. Агадуров, В. И. Гольданский, А. А. Ямпольский. ЖВХО им. Менделеева, 1973, 66, 1.
8. Л. В. Альтшулер, А. П. Петрунин. ЖТФ, 1961, XXXI, 6, 717.
9. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 5 (11), 1382.
10. Г. А. Агадуров, Д. В. Балашов, А. Н. Дремин. Изв. АН СССР, сер. Геофиз., 1961, 5, 712.
11. И. Н. Дулин, Л. В. Альтшулер и др. ФТТ, 1969, 11, 5.
12. Е. И. Забабахин. ЖЭТФ, 1965, 49, 2 (8).
13. Л. В. Альтшулер, И. М. Баркалов и др. ЖВЭ, 1968, 2, 1.
14. Г. А. Агадуров, В. В. Густов и др. ФГВ, 1972, 8, 4.
15. В. А. Каргин, И. Ю. Царевская и др. Высокомолекулярные соединения, 1968, 10, А, 2600.

,УДК 533.6.011.72+532.593+530.17

## О ПОДОБИИ ТЕЧЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ЖЕСТКОЙ СТЕНКИ И СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Б. И. Заславский, Р. А. Сафаров

(Москва)

В работе оптическими методами исследуются движения, возникающие при отражении слабых ударных волн от жесткой стенки. Приводятся результаты измерений перепадов плотности вдоль фронтов маховских и отраженных волн, критических углов и углов, определяющих положение тройной точки. Измерения проведены в широком диапазоне изменений относительных интенсивностей и углов падения набегающих ударных волн. Полученные данные систематизированы и обработаны таким образом, чтобы выявить область применимости закона подобия, который для рассматриваемых движений вытекает из асимптотической теории коротких волн [1, 2]. Показано, что во всем исследованном диапазоне относительных интенсивностей этот закон хорошо выполняется, если использовать значения критических углов, полученных экспериментально. Для сравнения приведены некоторые результаты измерений, проведенных другими авторами.

Пусть бесконечно длинная плоская ударная волна с перепадом плотности на фронте  $\Delta\rho_1 = \rho_1 - \rho_0$  набегает на клин, составленный из плоских абсолютно жестких или свободных поверхностей. Если пре-небречь влиянием вязкости, то известными методами [3] можно установить, что движение определяется следующими безразмерными параметрами:  $\Delta\rho_1/\rho_0$ ;  $n$ ;  $\alpha/\alpha^*$ ;  $x/c_0 t$ ;  $y/c_0 t$ . Здесь  $x$  и  $y$  — координаты,  $t$  — время,  $c_0$  — начальная скорость звука,  $\rho_0$  и  $\rho_1$  — плотности перед и за фронтом падающей волны,  $n$  — показатель адиабаты,  $\alpha$  — угол полурас-твора клина (угол падения волны),  $\alpha^*$  — критический угол; при  $\alpha \geq \alpha^*$

осуществляется регулярное отражение, при  $\alpha < \alpha^*$  — нерегулярное или, в случае отражения от жесткой стенки, маховское.

При  $\Delta\rho_1 \ll \rho_0$  движение может быть рассмотрено в рамках теории коротких волн [1, 2]. В этом случае единственным параметром, определяющим режим течения, является

$$\alpha^0 = \alpha/\alpha^*, \quad (1)$$

причем для определения  $\alpha^*$  имеют место следующие асимптотические формулы:

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{n+1}{2} \cdot \frac{\Delta\rho_1}{\rho_0}}; \quad \alpha^* = 2 \sqrt{\frac{n+1}{2} \cdot \frac{\Delta\rho_1}{\rho_0}}. \quad (2)$$

Первая относится к случаю отражения от свободной поверхности, вторая — от жесткой стенки. По мере возрастания относительной интенсивности падающей волны истинные значения критических углов будут все более отличаться от значений, полученных по формулам (2). Для сравнения приведем расчет зависимости  $\alpha^* = \alpha^*(\Delta\rho_1/\rho_0, n)$  при отражении от жесткой стенки. Пусть  $\alpha$  и  $\beta$  — углы между отражающей поверхностью и нормальми к падающему и отраженному ударным фронтом в точке их пересечения на поверхности клина. За фронтом отраженной волны на стенке составляющая вектора скорости частиц, перпендикулярна стенке,  $v_2 = 0$ . Из этого условия и условий совместности можно получить следующие соотношения в окрестности точки пересечения ударных фронтов:

$$\begin{aligned} N_1 \cos \beta &= N_2 \cos \alpha + q_1 \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha, \\ q_2 \sin \beta &= q_1 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) и уравнений совместности на фронах следует:

$$\begin{aligned} \sin^2 \alpha &= (-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}) / 2Aq_1^2, \\ A &= q_2^2 - q_1^2 - 2N_2q_2 - 2\epsilon_1 c_0^2 / (1 + \Gamma_0), \\ B &= N_2q_2q_1^2 + N_2^2q_2^2 + 2q_2^2\epsilon_1 c_0^2 / (1 + \Gamma_0) - 2c_0^4\epsilon_1^2 / (1 + \Gamma_0)^2, \\ C &= q_2^2 [c_0^4\epsilon_1^2 / (1 + \Gamma_0)^2 - N_2^2q_1^2], \\ q_1^2 &= c_0^2\epsilon_1^2 / \left(1 + \frac{n+1}{2}\epsilon_1\right), \\ q_2^2 &= c_0^2(\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 / \left(1 + \frac{n-1}{2}\epsilon_1 + \frac{n+1}{2}\epsilon_2\right)(1 + \Gamma_0), \\ N_1^2 &= c_0^2 \left(1 + \frac{n+1}{2}\epsilon_1\right), \\ N_2^2 &= c_0^2 \left(1 + \frac{n+1}{2}\epsilon_2 + \frac{n-1}{2}\epsilon_1\right) / (1 + \Gamma_0), \\ \epsilon_1 &= (p_1 - p_0)/np_0; \quad \epsilon_2 = (p_2 - p_0)/np_0, \\ \Gamma_0 &= (\rho_1 - \rho_0)/\rho_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $N_1$  и  $N_2$  — скорости фронтов падающей и отраженной волн относительно частиц, по которым они распространяются;  $q_1$  и  $q_2$  — соответствующие перепады величин скоростей частиц на ударных фронах;  $\rho_0$ ,  $p_1$  и  $p_2$  — соответственно давления перед и за фронтом падающей волны и за фронтом отраженной волны. Таким образом, перепад плотности (или давления) на отраженном фронте определяется углом падения  $\alpha$  и относительной интенсивностью падающей волны. Критический угол  $\alpha^*$  соответствует минимальному значению  $\alpha$ , при котором еще возможно регулярное отражение, взятому при постоянной относи-

тельной интенсивности падающей волны  $\Gamma_0 = \Delta\rho_1/\rho_0$  (или  $\varepsilon_1 = \Delta p_1/p_0$ ). На рис. 1, 2 представлена зависимость  $\alpha^*(\Gamma_0)$  при  $n=1,4$ , рассчитанная по формулам (4). Кривая 1 соответствует асимптотической формуле (2). Отметим, что возрастающее с  $\Gamma_0$  различие асимптотических и точных значений  $\alpha^*$  обусловлено в основном тем, что при выводе формулы (2) значение  $\cos(\alpha+\beta)$  было положено равным единице. Однако уже при  $\Gamma_0=0,1$   $\alpha^* \approx 30^\circ$ ,  $\cos(\alpha+\beta) \approx 0,7$ .

Обозначим через  $\varphi$  углы между направлениями радиус-вектора и отражающей поверхностью, через  $\chi$  — угол между жесткой стенкой и направлением луча, по которому движется тройная точка. Пусть

$$\begin{aligned} \alpha^0 &= \alpha/0,5\alpha^*; & \varphi^0 &= \varphi/0,5\alpha^*; & \chi^0 &= \chi/0,5\alpha^*; \\ b &= \alpha^0 + \chi^0; & \gamma &= (\rho - \rho_0)/(\rho_1 - \rho_0), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\rho$  — величина плотности за фронтом маховской или отраженной волны в точке их пересечения с радиус-вектором. Коэффициент 0,5 взят в соответствии с обозначениями, принятыми в работах [1, 2]. В условиях, когда режим течения определяется лишь величиной  $\alpha^0$ ,  $\gamma$  вдоль фронтов волн является функцией только  $\alpha^0$  и  $\varphi^0$  и явно не зависит от  $\Gamma_0$ . При этих же условиях  $\chi^0 = \chi^0(\alpha^0)$ .

Следует отметить, что при вариации угла  $\alpha$  вблизи  $\alpha^*$  течения, примыкающие к фронтам ударных волн, качественно меняются, особенно в окрестности точки пересечения ударных волн. Поэтому формула (2) для определения критических углов при обработке экспериментальных данных может быть применена только для случая волн весьма малой относительной интенсивности (по-видимому, до  $\Gamma_0 < 0,05$  (рис. 1)). Эксперименты подтвердили эти предположения.

Эксперименты проводились на ударной трубе диафрагменного типа с прямоугольным каналом  $90 \times 45$  мм, длиной 2,6 м и цилиндрической камерой высокого давления диаметром 32 мм и длиной 0,5 м. Переходная секция между камерой высокого давления и каналом выполнена в виде сопла с профилем, подобранным так, чтобы максимально ускорить и улучшить процесс формирования «пробки» в канале. Расширение потока в канале приводит к ослаблению интенсивности волны при заданном перепаде давлений на диафрагме, что представляет самостоятельный интерес, поскольку требовалось получить волны возможно меньшей относительной интенсивности. Изменяя давление в канале от 0,3 до 11 кг/см<sup>2</sup> и перепад на диафрагме из целлофановой пленки от 1 до 3 кг/см<sup>2</sup>, удавалось варьировать интенсивность волны в пределах  $0,009 \leq \Gamma_0 \leq 0,37$ . Ударная труба оснащена теневым прибором ИАБ-451, интерферометром ИТ-42 типа Маха — Цендера и системой измерения давления за ударной волной с помощью пьезодатчика. Фотографическая регистрация осуществлялась камерами СФР, синхронизованными с ударной трубой и источниками подсветки. Для получения наибольшего масштаба съемки камеры использовались в основном в режиме непрерывной развертки. При этом покадровая съемка обеспечивалась серией коротких вспышек искрового источника подсветки. Механизм крепления модели позволял менять угол полураствора клина в пределах  $6^\circ \leq \alpha \leq 50^\circ$ .

Съемки теневым и шлирным методами производились для изучения геометрических характеристик явления. Для измерения распределения перепадов плотности на фронтах волн и в потоке за ними производи-

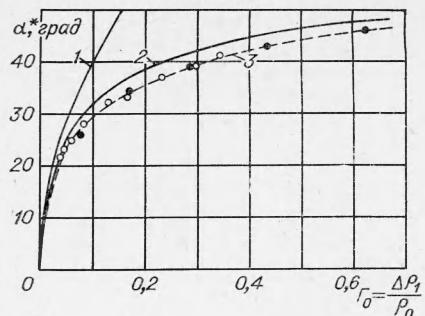


Рис. 1.

лись съемки интерферограмм методом полос конечной ширины. Идентификация полос проводилась по снимкам в белом свете, а измерения — в монохроматическом. Интерферограммы, полученные методом начальной бесконечно широкой полосы, позволяли проследить за качественным изменением характера течения при вариации некоторых параметров, в частности угла падения волны и ее интенсивности. При обработке использовались отпечатки на фотобумаге в масштабе примерно 3:1. Погрешность в измерении углов составляла  $\sim 0,5^\circ$ , в определении интенсивности падающей волны  $\sim 2\%$ , величины  $\gamma$  —  $\sim 5\%$ .

Для определения зависимости величины критического угла от интенсивности волны измерялся угол  $\chi$  между траекторией тройной точки и плоскостью клина при различных  $\alpha$  и  $\Gamma_0$ . Критический угол  $\alpha^*$  находился как предельная величина  $\alpha$  при  $\chi \rightarrow 0$  (рис. 2). Измерения углов

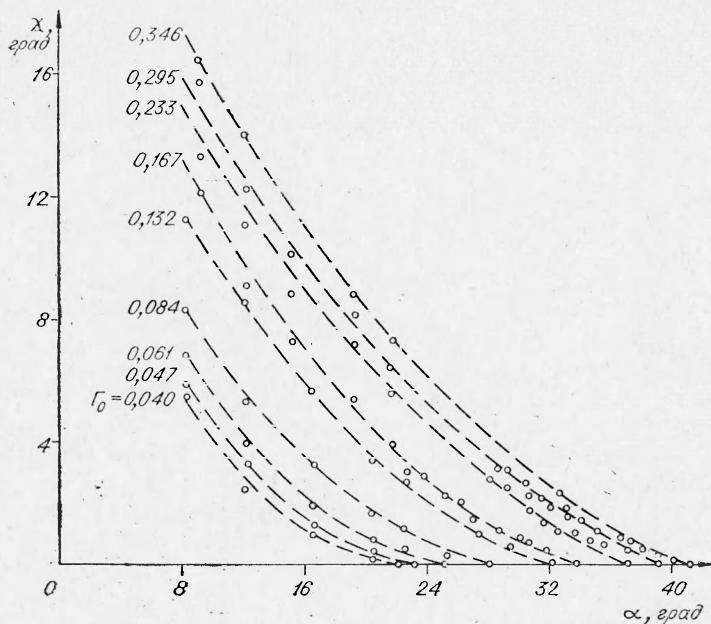


Рис. 2.

отражения показали, что при  $\alpha \rightarrow \alpha^*$   $\beta \rightarrow 0,5 \alpha^*$ . Дополнительным контролем правильности определения величины служило то обстоятельство, что при  $\alpha > \alpha^*$  линии постоянной плотности в зоне течения за отраженной волной направлены выпуклостью в сторону точки пересечения волн, при  $\alpha < \alpha^*$  — в противоположную сторону, а при  $\alpha = \alpha^*$  линии становятся прямыми. На рис. 1, 3 представлены результаты измерений (светлые точки), темными точками нанесены данные из работы [4]. Авторами этой работы уже отмечался факт, что экспериментальные точки лежат ниже расчетных (кривая 2). Поскольку методика эксперимента позволяла достаточно точно определять величину критического угла, то отклонение наблюдаемых значений  $\alpha^*$  от расчетных не может быть объяснено погрешностями эксперимента.

Интерферограммы и теневые снимки показали строгую автомодельность рассматриваемого явления: траектория тройной точки прямолинейна во всем диапазоне изменений угла клина, конфигурации волн в различные моменты времени подобны друг другу; вдоль лучей, исходящих из угловой точки клина, перепады плотности на ударных фронтах и в соответствующих точках потока остаются неизменными, т. е. в процессе движения волны  $\gamma = \gamma(\varphi)$ . По данным экспериментов были построены следующие зависимости:

- 1)  $\gamma = \gamma(\phi^*)$  для ряда значений  $\alpha$  как больших, так и меньших  $\alpha^*$ ;
- 2)  $\gamma = \gamma(b)$  в тройной точке и в точке пересечения падающей волны с жесткой стенкой;
- 3)  $\chi^0 = \chi^0(\alpha^0)$  для случая маховского отражения.

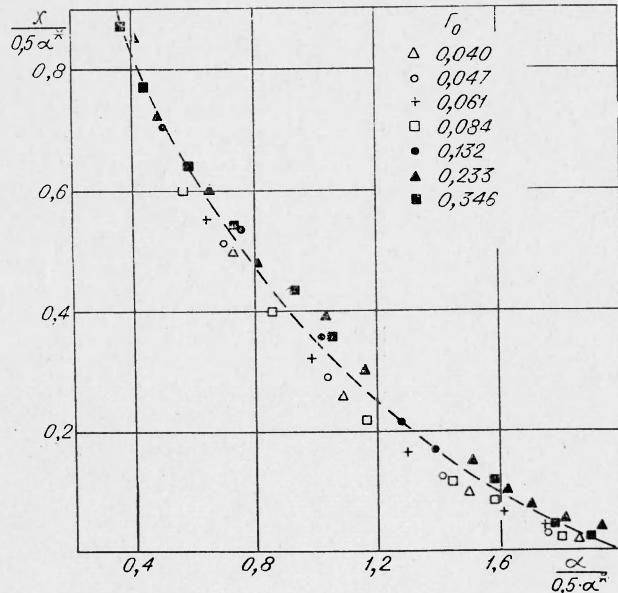


Рис. 3.

Экспериментальные данные обрабатывались в соответствии с формулами (5), в качестве критического угла принимались экспериментальные значения  $\alpha^*$ .

На рис. 3 представлена зависимость  $\chi^0 = \chi^0(\alpha^0)$ , полученная на основании данных рис. 2. При изменении  $\Gamma_0$  от 0,04 до 0,37 экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на общую кривую.

На рис. 4 даны зависимости  $\gamma$  на фронтах маховской и отраженной волн от угла  $\phi^0$ . Поскольку не удалось при различных интенсивностях падающей волны точно соблюсти постоянство параметра  $b$ , характеризующего угол падения волны, то приведены кривые для близких значений  $b$  при сильно различающихся  $\Gamma_0$ . Из графиков видно, что при точном соблюдении постоянства  $b$  можно ожидать совмещения кривых  $\gamma = \gamma(\phi_0)$  при различных  $\Gamma_0$ .

На рис. 5 представлены зависимости величин  $\gamma$  в тройной точке (темные значки) и в точке на поверхности (светлые значки) от величины  $b$ . Там же нанесены точки, полученные при обработке по нашей методике интерферограммы из работы [5]. При

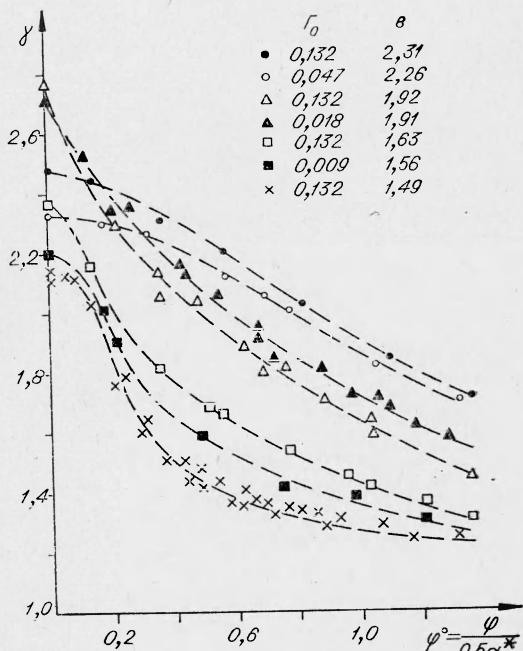


Рис. 4.

изменении  $\Gamma_0$  от 0,009 до 0,17 экспериментальные точки также ложатся на общие кривые.

Приведенные графики показывают, что во всем исследованном диапазоне изменения  $\Gamma_0$  при выполнении условия  $\alpha_1^0 = \alpha_2^0$  конфигурации ударных волн и распределения относительных перепадов давлений на ударных фронтах подобны, если в соотношении (1) брать не теоретические, а наблюдаемые значения критических углов  $\alpha^*$ , т. е. отноше-

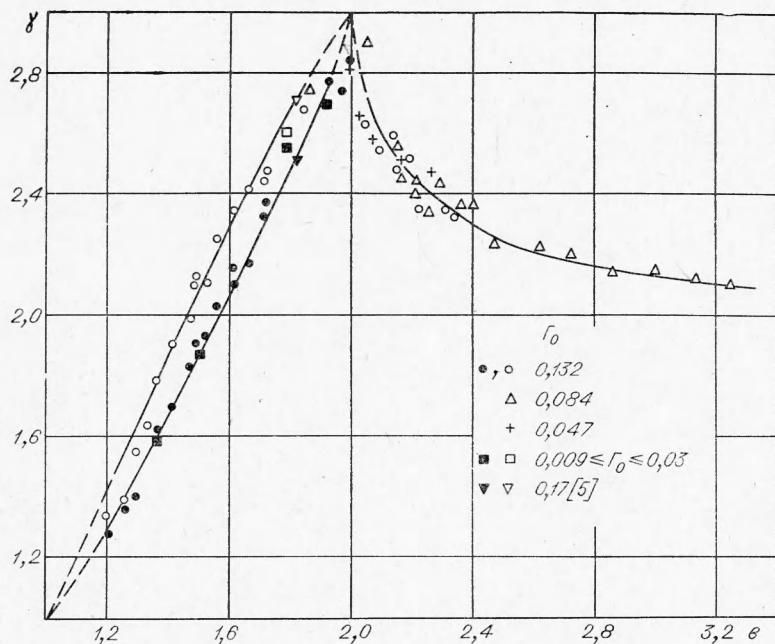


Рис. 5.

ние  $\alpha/\alpha^*$  является в этом случае единственным параметром, определяющим режим движения.

Эксперименты и расчеты, приведенные в данной работе, касаются отражения слабых ударных волн от жесткой стенки. Однако близкий характер явлений позволяет распространить выводы и на случай отражения слабых волн от свободной поверхности.

В заключение остановимся на графике зависимости  $\gamma(b)$  на стенке (см. рис. 5). Как видно из графика, максимальное значение  $\gamma$  достигается, по нашим измерениям, на стенке при  $\alpha=\alpha^*$  (или  $\alpha^0=2$ ), при этом  $\gamma \approx 3$ . Однако в этой точке точность измерений падает из-за больших градиентов. Поскольку разрешающая способность прибора ограничена и точная установка угла  $\alpha=\alpha^*$  затруднительна, данные о величинах  $\gamma$  в окрестности точки  $b=2$  могут быть несколько заниженными. В работе [6] представлены графики зависимости коэффициента отражения  $R=(p_2-p_0)/(p_1-p_0)$  от угла падения для ряда значений  $p_1/p_0$ . Учитывая, что при небольших относительных интенсивностях волн  $R \approx \gamma$ , отметим, что по данным работы [5] при  $p_1/p_0 \approx 1,1$  максимальное значение коэффициента отражения  $R_{\max} = 3$ .

Авторы благодарят С. А. Христиановича за внимание к работе и ценные обсуждения.

Поступила в редакцию  
5/III 1973

## ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Рыжов, С. А. Христианович. ПММ, 1958, 22, 5.
2. А. А. Гриб, О. С. Рыжов, С. А. Христианович. ПМТФ, 1960, 1.
3. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.
4. W. Bleakney, A. H. Taub. Reviews of Modern Physics, 1949, 21, 4.
5. W. Bleakney, C. H. Fletcher, D. K. Weimer. The Physical Review, 1949, 76, 2.
6. Г. Л. Броуд. Действие ядерного взрыва. Сб. переводов. Под ред. С. С. Григоряна и Г. С. Шапиро. М., «Мир», 1971.

УДК 53.001.5

## ЛАЗЕРНЫЙ ДОППЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

А. П. Алхимов, В. А. Арбузов, А. Н. Папырин,  
Р. И. Солоухин, М. С. Штейн  
(Новосибирск)

При истечении продуктов сгорания твердых топлив с металлическими компонентами происходит формирование сверхзвуковых двухфазных потоков, причем наличие образующихся при горении конденсированных частиц может значительно изменить газодинамическую структуру течения и параметры потока [1]. В настоящее время имеется ряд попыток описания таких течений (с учетом как химической, так и тепловой и «механической» релаксаций [1—4]), однако для достаточно полного объяснения всей совокупности сложных эффектов взаимодействия частиц и неравновесного потока газа, например в сопле ракетного двигателя [1], требуются надежные методы экспериментальных наблюдений. Особую актуальность приобретает дальнейшее развитие экспериментального исследования процессов, связанных с механизмом образования и дисперсности конденсата, измерения скорости и концентрации частиц, эффекта «запаздывания» и его зависимости от размера частиц, коэффициента сопротивления и т. д. Важную роль при этом занимает разработка и внедрение новой измерительной аппаратуры, причем наиболее перспективными являются бесконтактные оптические методы диагностики.

Данная работа посвящена созданию и применению лазерного допплеровского измерителя скорости (ЛДИС) для исследования сверхзвуковых двухфазных потоков с высокой концентрацией примесных частиц. Высокое пространственное и временное разрешение, бесконтактность, широкий диапазон измеряемых скоростей и высокая точность — эти решающие преимущества метода ЛДИС делают его незаменимым при решении широкого круга задач газодинамики и способствуют дальнейшему совершенствованию и распространению данного метода измерений [5—13].

### Выбор и описание схемы ЛДИС

Принцип работы измерителя скорости основан на использовании хорошо известного оптического эффекта Доппеля. Если в исследуемую область газового потока, содержащего естественные или искусственно