

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
Физический факультет

А. С. Верещагин, А. В. Мишин

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ АЭРОГИДРОМЕХАНИКА. ЧАСТЬ 2. ПРАКТИКУМ.**

Учебное пособие

Новосибирск  
2022

УДК ...  
ББК ...  
ВЗ1 ...

Рецензент ...

**Верещагин, А. С., Мишин, А. В.**

... Теоретическая аэрогидромеханика. Часть 2. Практикум : учебное пособие / А. С. Верещагин, А. В. Мишин ...

ISBN ...

Пособие представляет собой дополнение ко второй части спецкурса «Теоретическая аэрогидромеханика», посвящённого введению в механику сплошных сред, включающего классические темы течения идеального газа, а также идеальной и вязкой жидкости. Спецкурс создан и читается студентам физического факультета новосибирского государственного университета, а пособие содержит вопросы и задачи для самостоятельного решения с краткими рекомендациями.

Предназначено для студентов математических, физических, естественнонаучных факультетов университетов, инженерно-физических и других специальностей вузов, требующих знакомство с базовыми понятиями разделов аэро- и гидродинамики, а также при подготовке к кандидатскому экзамену по специальности «Механика жидкости, газа и плазмы».

# Содержание

<b>1</b>	<b>Плоские потенциальные течения идеальной жидкости и комплексные потенциалы</b>	<b>3</b>
1.1	Построение комплексного потенциала плоского потенциального течения идеальной жидкости . . . . .	3
1.2	Построение потенциалов сложных течений . . . . .	7
1.3	Вычисление реакций и моментов сил, действующих на тело, при плоском потенциальном обтекании . . . . .	8
1.4	Задачи для самостоятельного решения . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Трёхмерные осесимметричные течения</b>	<b>11</b>
2.1	Определения и постановка задачи для осесимметричных течений идеальной жидкости . . . . .	11
2.2	Задачи для самостоятельного решения . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Динамика вязкой жидкости</b>	<b>15</b>
3.1	Реологическое уравнение состояния вязкой жидкости . . . . .	15
3.2	Основные уравнения вязкой жидкости . . . . .	16
3.3	Постановка граничных условий в контактных задачах вязкой жидкости . . . . .	17
3.4	Коэффициенты подобия при течениях вязкой несжимаемой жидкости . . . . .	18
3.5	Приближение Стокса и ползущие течения . . . . .	19
3.6	Задачи для самостоятельного решения . . . . .	19
<b>4</b>	<b>П-теорема</b>	<b>21</b>
4.1	Определения и примеры . . . . .	21
4.2	Задачи для самостоятельного решения . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Одномерные изоэнтропические течения идеального газа</b>	<b>26</b>
5.1	Системы квазилинейных уравнений, характеристики и инварианты Римана . . . . .	26
5.2	Характеристический вид уравнений газовой динамики . . . . .	27
5.3	Одномерные изоэнтропические течения газовой динамики . . . . .	28
5.4	Точные решения одномерной изоэнтропической газодинамики для политропного газа . . . . .	29
5.5	Задачи для самостоятельного решения . . . . .	31

# 1 Плоские потенциальные течения идеальной жидкости и комплексные потенциалы

## 1.1 Построение комплексного потенциала плоского потенциального течения идеальной жидкости

Если возможно ввести систему координат так, что течение идеальной жидкости ( $\rho = \text{const}$ ) будет описываться уравнениями:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (3)$$

где  $v_x = v_x(t, x, y)$ ,  $v_y = v_y(t, x, y)$ ,  $p = p(t, x, y)$  – функции, заданные в некоторой исследуемой области, то говорят, что движение идеальной жидкости *плоскопараллельное*.

**Определение 1** Функция  $\psi = \psi(x, y)$  такая, что

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad -v_y = \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

называется *функцией тока*. Если течение нестационарное, то  $t$  – дополнительный параметр.

Для функции  $\psi = \psi(x, y)$  уравнение неразрывности (1)

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0$$

выполняется тождественно.

Рассмотрим уравнения *линий тока*:

$$\frac{dx}{v_x(x, y)} = \frac{dy}{v_y(x, y)},$$

тогда

$$0 = -v_y dx + v_x dy = \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy = d\psi.$$

Таким образом,  $\psi = \psi(x, y)$  *сохраняет* одно и то же значение на *линиях тока*.

Вектор вихря  $\vec{\Omega} = \text{rot } \vec{v}$  задается формулами:

$$\Omega_x = \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} = 0, \quad \Omega_y = \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} = 0,$$

$$\Omega_z = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}.$$

В случае безвихревого течения ( $\vec{\Omega} = 0$ ):

$$\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0.$$

Если плоское течение идеальной жидкости *потенциально*, тогда существует функция  $\varphi(x, y)$  такая, что

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y},$$

при этом

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial y}. \quad (4)$$

Иначе,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0.$$

Отсюда следует, что линии  $\varphi = \text{const}$  и  $\psi = \text{const}$  *ортогональны*. Такие  $\varphi$  и  $\psi$  называются *сопряженными*.

Функции  $\varphi$  и  $\psi$  связаны между собой условием Коши – Римана (4), поэтому функция комплексного переменного  $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$  является *аналитической функцией* комплексного аргумента  $z = x + iy$ :

$$w(z) = f(x + iy) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y). \quad (5)$$

**Определение 2** Функция  $w(z)$  (5) называется *комплексным потенциалом плоскопараллельного потенциального течения идеальной жидкости*.

**Определение 3** Комплексная функция  $v(z)$ , определенная по формуле

$$v(z) = v_x(x, y) + iv_y(x, y),$$

называется *комплексной скоростью* (см. рис. 1).

Так как  $w(z)$  – аналитическая функция, то существует  $dw/dz$ :

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x}i = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial y}i = v_x - iv_y = v^*.$$

Связь *плоской потенциальной гидродинамической задачи* с теорией функций комплексного переменного (ТФКП) заключается в том, что соотношение

$$w(z) = f(x + iy) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$$

связывает аналитическую функцию  $w(z)$  с определённой кинематической картиной течения и полем  $(v_x, v_y)$  с помощью аппарата ТФКП и наоборот.

Рассмотрим простейшие примеры.

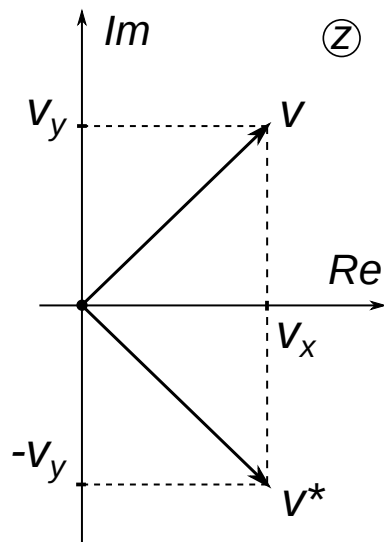


Рис. 1: Определение комплексной скорости и её комплексно-сопряжённой величины

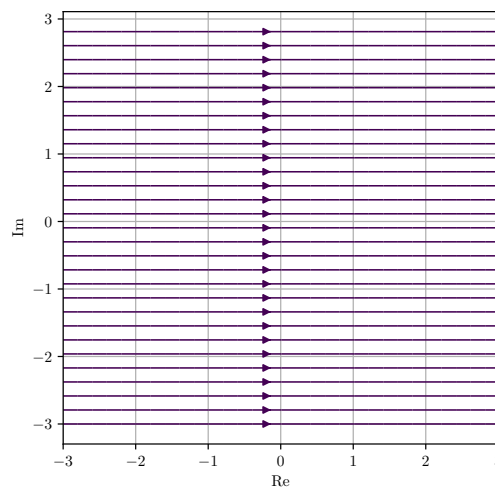


Рис. 2: Линии тока однородного поступательного движения при  $a > 0$

1. **Однородное поступательное течение.** Комплексный потенциал:

$$w(z) = az, \quad a \in \mathbb{R}.$$

Комплексная скорость:

$$\frac{dw}{dz} = a = v_x - iv_y \Rightarrow v_x = a, \quad v_y = 0.$$

Линии тока этого течения (при  $a > 0$ ) изображены на рис. 2.

2. **Источник и сток.** Комплексный потенциал:

$$w(z) = \frac{q}{2\pi} \ln(z - z_0), \quad q \in \mathbb{R}, z_0 \in \mathbb{C}.$$

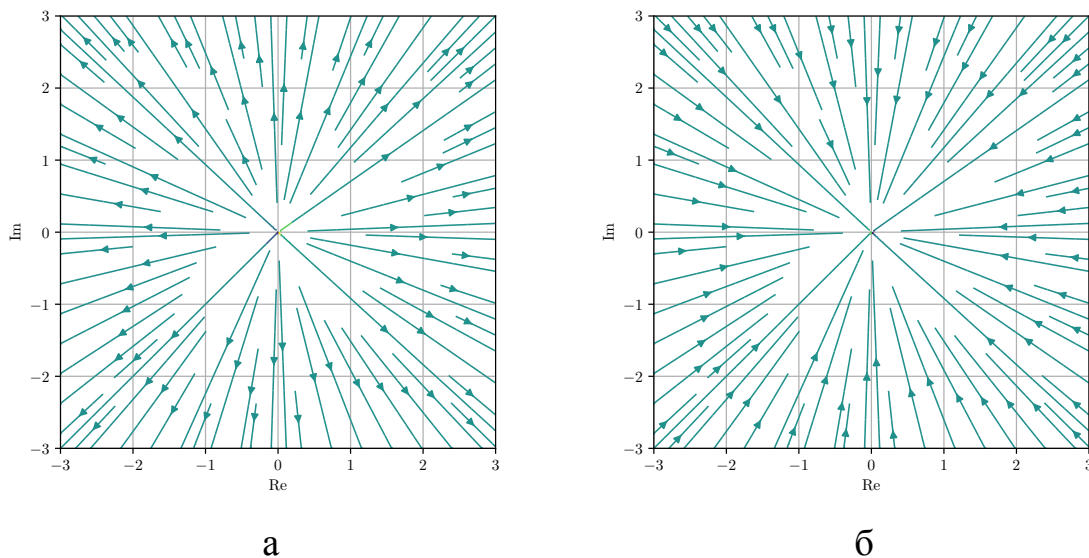


Рис. 3: Линии тока источника ( $q > 0$ ) (а) и стока ( $q < 0$ ) (б)

Пусть  $z = x + iy = re^{i\theta}$ , тогда комплексная скорость (при  $z_0 = 0$ ) имеет вид:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{q}{2\pi} \frac{1}{z} \Rightarrow \begin{cases} v_x = \frac{q}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} = \frac{q}{2\pi r} \cos \theta, \\ v_y = \frac{q}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} = \frac{q}{2\pi r} \sin \theta. \end{cases}$$

Линии тока этого течения изображены на рис. 3.

### 3. Вихрь. Комплексный потенциал:

$$w(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln(z - z_0), \quad \Gamma \in \mathbb{R}, z_0 \in \mathbb{C}.$$

Пусть  $z = x + iy = re^{i\theta}$ , тогда комплексная скорость (при  $z_0 = 0$ ):

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \frac{1}{z} \Rightarrow \begin{cases} v_x = -\frac{\Gamma}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} = -\frac{\Gamma}{2\pi r} \sin \theta, \\ v_y = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \cos \theta. \end{cases}$$

Линии тока этого течения изображены на рис. 4.

### 4. Диполь. Комплексный потенциал:

$$w(z) = \frac{De^{i\alpha}}{2\pi z}, \quad D, \alpha \in \mathbb{R}.$$

Пусть  $z = x + iy = re^{i\theta}$ , тогда комплексная скорость (при  $\alpha = 0$ ):

$$\frac{dw}{dz} = -\frac{D}{2\pi} \frac{1}{z^2} \Rightarrow \begin{cases} v_x = -\frac{D}{2\pi r^2} \cos 2\theta, \\ v_y = -\frac{D}{2\pi r^2} \sin 2\theta. \end{cases}$$

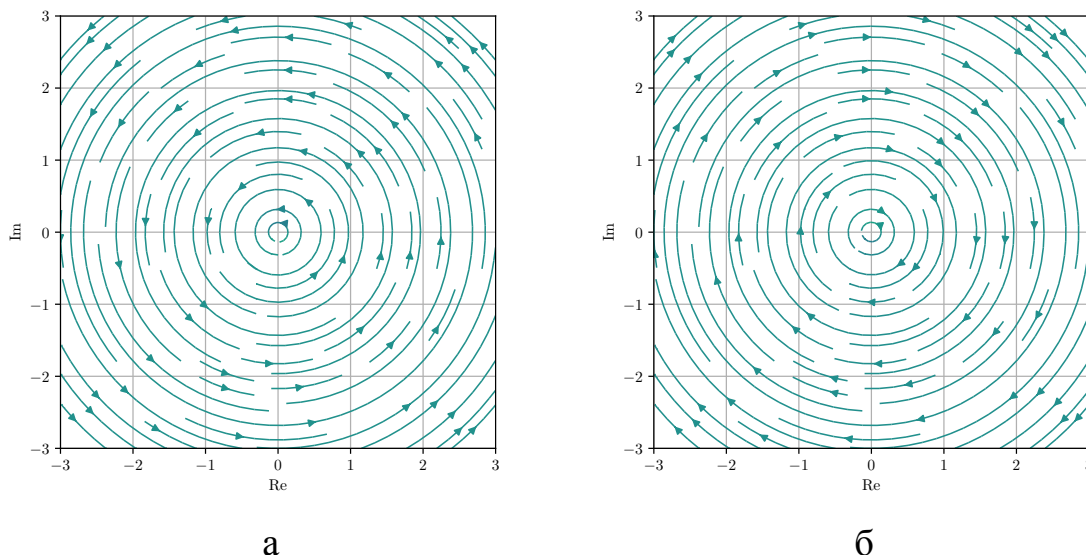


Рис. 4: Линии тока вихря, вращающегося в положительном ( $\Gamma > 0$ ) (а) и отрицательном ( $\Gamma < 0$ ) (б) направлениях

Линии тока этого течения изображены на рис. 5.

## 1.2 Построение потенциалов сложных течений

Для моделирования течений, в которых присутствуют источники, стоки и другие элементарные течения применяется *принцип суперпозиций*, заключающийся в следующем утверждении. Вследствие линейности уравнения неразрывности, если в области имеется несколько течений с потенциалами  $w_1(z)$ ,  $w_2(z)$ , ...,  $w_n(z)$ , то общий потенциал всего течения в заданной точке равен сумме потенциалов всех течений, присутствующих в области:

$$w(z) = w_1(z) + w_2(z) + \dots + w_n(z).$$

Ещё один способ построения аналитических функций, описывающих плоские потенциальные течения — использовать *метод конформных отображений* и *теорему Римана о конформном отображении односвязных областей*.

Основная идея заключается в построении конформного отображения физической плоскости  $z$  на вспомогательную плоскость  $\zeta$  с помощью аналитической функции  $z = f(\zeta)$ . Причём предполагается, что потенциал течения на вспомогательной плоскости известен  $\psi(\zeta)$ . Тогда искомый потенциал течения в физической плоскости  $\chi(z)$  будет выражаться из уравнений:

$$\begin{cases} \chi = \chi(f(\zeta)) = \psi(\zeta), \\ z = f(\zeta). \end{cases}$$

В этом случае комплексная скорость может быть найдена по формуле:

$$v^* = \frac{d\chi}{dz} = \frac{d\psi}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz}.$$



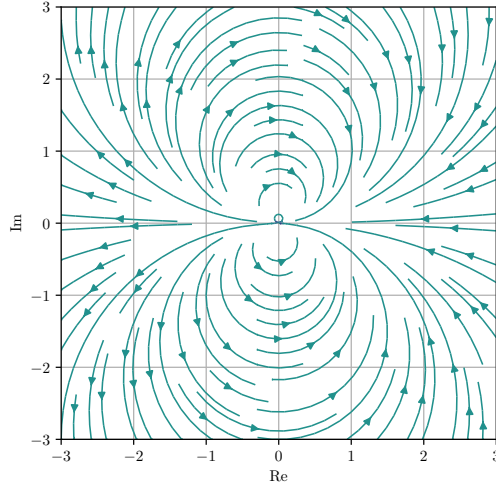


Рис. 5: Линии тока диполя при  $D > 0$  и  $\alpha = 0$

### 1.3 Вычисление реакций и моментов сил, действующих на тело, при плоском потенциальном обтекании

Для вычисления сил, моментов сил, действующих на выделенные контуры внутри области плоского потенциального течения, используют *формулы Блазиуса – Чаплыгина*:

$$R^* = X - iY = \frac{i\rho}{2} \oint_C \left( \frac{dw}{dz} \right)^2 dz,$$

$$L = \operatorname{Re} \left[ -\frac{\rho}{2} \oint_C \left( \frac{dw}{dz} \right)^2 z dz \right],$$

где  $R = X + iY$  – комплексная сила;  $L$  – величина главного момента;  $\rho$  – плотность жидкости;  $C$  – контур внутри или на границе области течения.

Также для вычисления реакций и момента главных сил можно использовать *формулы Кутты – Жуковского*. Если поток потенциален вне тела, которое можно заменить на конечное число источников, вихрей и диполей, лежащих внутри границы тела – контура  $C$ , то

$$R^* = X - iY = i\rho\Gamma v_\infty^*,$$

$$L = \operatorname{Re} \left[ -\rho v_\infty^* \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k - i\rho M v_\infty^* \right],$$

где  $\Gamma_i$  – циркуляции вихрей, находящихся в точках  $b_i$  ( $i = 1, \dots, m$ );  $M$  – суммарный момент источников и диполей;  $\Gamma$  – суммарная циркуляция вихрей, находящихся внутри тела.

## 1.4 Задачи для самостоятельного решения

1. Установить связь функции тока  $\psi$  с линиями тока.
2. Рассмотреть плоское течение идеальной жидкости, задаваемое комплексным потенциалом  $w(z) = Cz$ , где  $C = |C|e^{i\alpha}$ .
3. Для заданных комплексных потенциалов плоского течения идеальной жидкости:

$$1) \quad w(z) = \ln \left( z^2 + \frac{1}{z^2} \right),$$

$$2) \quad w(z) = \ln \left( 1 + \frac{1}{z^2} \right),$$

найти обильность  $Q$  и построить качественную картину течения.

4. Границы какого геометрического объекта обтекаются идеальной несжимаемой жидкости с заданным комплексным потенциалом

$$w(z) = v_{\infty}z + v_{\infty}\frac{R^2}{z}?$$

Влияет ли на граничные условия добавление потенциала циркуляции  $w(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln z$  при обтекании круга с центром в начале координат?

5. В точках  $z_1$  и  $z_2$  заданы вихревые нити с циркуляциями  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Требуется:
  - 1) найти движение вихревых нитей в идеальной несжимаемой жидкости,
  - 2) отдельно рассмотреть случай  $\Gamma_1 = -\Gamma_2$ .
6. Какой контур обтекания соответствует комплексному потенциалу

$$w(z) = z^2$$

и каким будет итоговый комплексный потенциал, если в этот контур поместить источник?

7. Идеальная несжимаемая жидкость занимает полупространство  $y > 0$ . В точке имеется нитевидный источник обильности  $q$ . Найти комплексный потенциал  $w(z)$  и скорость  $v(z)$  стационарного плоского течения.
8. Найти комплексный потенциал  $w(z)$  и скорость  $v(z)$  стационарного плоского течения, создаваемого источником обильности  $q$  при обтекании круга радиуса  $R$ , центр которого находится в начале координат. Источник расположен в точке  $z_0$ .

9. Пусть анализируемая 2D-система состоит из источника идеальной несжимаемой жидкости обильности  $q$  и непроницаемой бесконечной линии раздела, находящейся на расстоянии  $h$  от источника. Найти силу, действующую на источник.
10. Проанализировать циркуляцию при обтекании круга идеальной несжимаемой  $2D$ -жидкостью, включая описание критических точек как с графической, так и с позиции формул.
11. Построить потенциал обтекания эллипса на основе заданной функции отображения Жуковского  $z = \zeta + c^2/\zeta$ . Рассмотреть частный случай обтекания пластины.
12. Построить комплексный потенциал  $w(z)$  обтекания непроницаемой параболы  $y^2 = 2p(x + p/2)$ . Обтекание осуществляется по оси симметрии параболы  $x$ . Скорость на бесконечности  $v_\infty$  задана. Что за тип «источника» представляет член  $\sqrt{p}z$ ? *Указание: воспользоваться свойством функции тока  $\psi$  на границе и формализмом распространения решения с границы на всю область.*
13. Найти комплексный потенциал  $w(z)$  и скорость  $v(z)$  при стационарном потенциальном обтекании идеальной несжимаемой жидкостью угла  $\alpha$ . Каким будет итоговый комплексный потенциал, если в этот контур поместить источник?
14. Определить на основе постулата Жуковского-Чаплыгина циркуляцию, возникающую при обтекании идеальной несжимаемой жидкостью пластины длиной  $2l$  под углом атаки  $\alpha$ .

## 2 Трёхмерные осесимметричные течения

### 2.1 Определения и постановка задачи для осесимметричных течений идеальной жидкости

**Определение 4** Течение называется осесимметричным, если существует такая прямая  $l$ , что во всех плоскостях, проходящих через  $l$ , картина течения одинакова и траектория жидкой частицы лежит в полуплоскостях, проходящих через  $l$ .

**Определение 5** Течение называется потенциальным, если в некоторой области пространства можно определить потенциал  $\varphi(t, x, y, z)$  такой, что

$$\vec{v} = \text{grad } \varphi.$$

Для трёхмерных потенциальных течений идеальной жидкости, определённых в некоторой области пространства, справедливо уравнение неразрывности:

$$\text{div } \vec{v} = \Delta \varphi = 0, \quad \vec{v} = \nabla \varphi$$

и интеграл Коши

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\nabla \varphi^2}{2} + \frac{p}{\rho} = f(t)^1,$$

где  $p$  – давление;  $\rho$  – плотность жидкости;  $f(t)$  – произвольная функция, определяемая из граничных и начальных условий. Интеграл Коши позволяет найти распределение давления по заданному потенциалу, известному из уравнения неразрывности ( $\rho = \text{const}$ ).

Уравнение неразрывности в сферической системе координат  $(r, \lambda, \theta)$  (рис. 6а) в случае осесимметричного течения имеет вид<sup>2</sup>:

$$\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) \right\} = 0,$$

где

$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad v_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}.$$

Уравнение неразрывности в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ <sup>3</sup> (рис. 6б) в случае осесимметричного течения имеет вид:

$$\frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right\} = 0, \quad (6)$$

где

$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

<sup>1</sup>Считаем, что поле внешних сил отсутствует.

<sup>2</sup>В следствие симметрии пренебрегли зависимостью  $\varphi$  от  $\lambda$ .

<sup>3</sup>В следствие симметрии пренебрегли зависимостью  $\varphi$  от  $\theta$ .

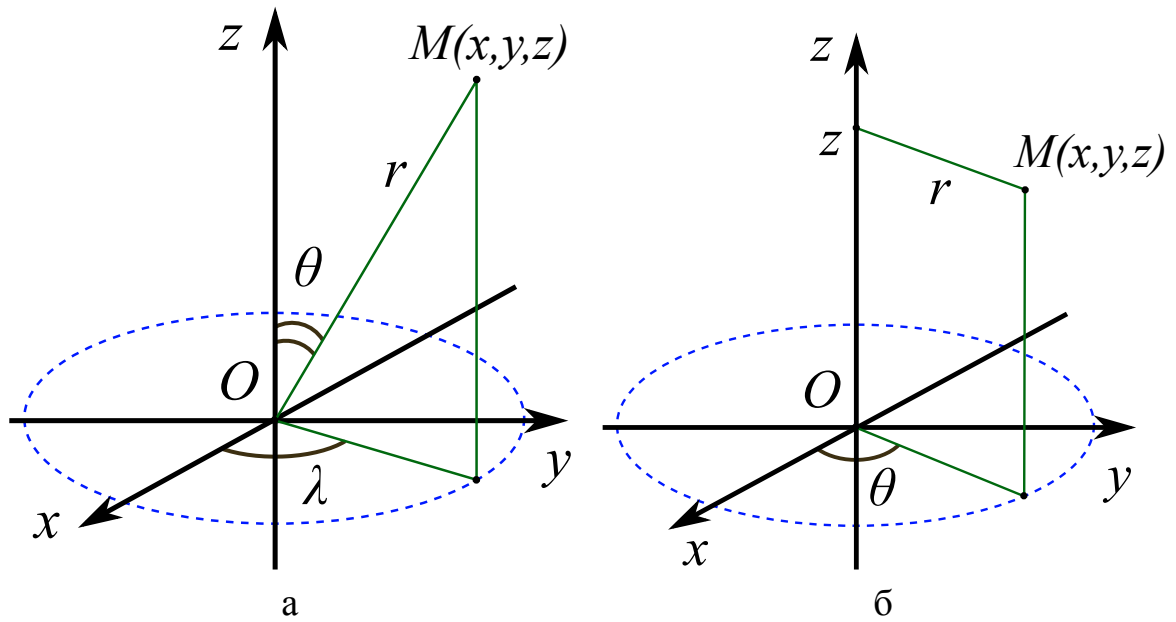


Рис. 6: Сферическая (а) и цилиндрическая (б) система координат

Из уравнение неразрывности в форме (6) следует что

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) = -\frac{\partial}{\partial z}(rv_z)$$

и существование полного дифференциала  $\psi(r, z)$ :

$$d\psi = rv_r dz - rv_z dr = \frac{\partial \psi}{\partial z} dz + \frac{\partial \psi}{\partial r} dr$$

**Определение 6** Функцию  $\psi(r, z)$  такую, что

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r},$$

называют функцией тока для осесимметричных течений.

Уравнения линий тока в случае осесимметричного течения в цилиндрической системе координат:

$$\frac{dr}{v_r} = \frac{dz}{v_z},$$

следовательно на линиях тока:

$$d\psi = r(v_r dz - v_z dr) = 0 \Rightarrow \psi = const.$$

Соотношения

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (7)$$

связывают функцию тока и потенциал для осесимметричных течений. Полученные соотношения отличаются от условий Коши – Римана (4), а уравнение для функции тока:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0$$

не является уравнением Лапласа, записанным в цилиндрической системе координат. В случае осесимметричных течений не работают методы ТФКП. В этом случае может быть применен *метод источников и стоков* и *принцип суперпозиций*.

Для моделирования течений, потенциалы которых известны применяется *принцип суперпозиций*, заключающийся в следующем утверждении. Вследствие линейности уравнения неразрывности, если в области имеется несколько течений с потенциалами  $\varphi_1(x,y)$ ,  $\varphi_2(x,y)$ , ...,  $\varphi_n(x,y)$ , то общий потенциал всего течения в заданной точке равен сумме потенциалов всех течений, присутствующих в области:

$$\varphi(x,y) = \varphi_1(x,y) + \varphi_2(x,y) + \dots + \varphi_n(x,y)$$

или интегралу от распределенных потенциалов в некоторой области пространства.

Потенциалы и функции тока простейших осесимметричных течений в цилиндрических переменных  $(r, z)$ :

- 1) поступательное движение:

$$\varphi(r, z) = Vz \quad \Rightarrow \quad \psi(r, z) = -\frac{V}{2}r^2 + C; \quad (8)$$

- 2) источник, сток:

$$\varphi(r, z) = -\frac{q}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} \quad \Rightarrow \quad \psi(r, z) = \frac{q}{4\pi} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} + C; \quad (9)$$

- 3) диполь в направлении оси  $Oz$ :

$$\varphi(r, z) = -\frac{M}{4\pi} \frac{z}{(\sqrt{r^2 + z^2})^3} \quad \Rightarrow \quad \psi(r, z) = -\frac{M}{4\pi} \frac{r^2}{(\sqrt{r^2 + z^2})^3} + C. \quad (10)$$

## 2.2 Задачи для самостоятельного решения

1. Как преобразуются условия Коши-Римана в случае цилиндрических и сферических координат? Как выглядят операторы дифференциальных уравнений в постановке задач на потенциал и функцию тока (задачи Дирихле, Неймана)?
2. Проверить отсутствие сопротивления при стационарном равномерном прямолинейном движении шара в идеальной жидкости (парадокс Даламбера).
3. Показать, что поток жидкости через поверхность, образованную вращением дуги, равен разности значений функции тока на концах этой дуги.

4. Используя связь потенциала и функции тока (7), получить их выражения для элементарных течений, описывающих поступательное движение (8), источник (сток) (9) и диполь (10). Какое физическое значение у констант в этих формулах?
5. Для шара,двигающегося с ускорением в идеальной несжимаемой жидкости, определить силу, действующую на жидкость. *Указание: воспользоваться уравнением Коши-Лагранжа после определения потенциала жидкости.*
6. Найти частоту колебаний шарика, находящегося в идеальной несжимаемой жидкости в случаях:
  - 1) шарик колеблется в плоскости, перпендикулярной вектору силы тяжести,
  - 2) шарик колеблется в поле силы тяжести.
7. Сферический пузырек всплывает в идеальной несжимаемой жидкости с плотностью  $\rho$ . Ускорение свободного падения  $g$ . Определить ускорение пузырька. Массой пузырька можно пренебречь.
8. Сферический пузырек приводится в движение жидкостью. Ускорение жидкости вдали от пузырька равно  $w$ . Определить ускорение пузырька. Масса пузырька пренебрежимо мала, размер постоянен.

### 3 Динамика вязкой жидкости

#### 3.1 Реологическое уравнение состояния вязкой жидкости

Компоненты тензора напряжения, определяющие динамические характеристики, связаны с компонентами тензора скоростей деформаций:

$$\sigma = -pI + 2\mu e, \quad (11)$$

где  $\sigma$  – тензор напряжений;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости;  $I$  – единичный тензор;  $e$  – тензор скоростей деформации;  $p$  – давление.

Выражение (11) имеет вид:

– в декартовой системе координат  $(x_1, x_2, x_3)$ :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

где

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j, \\ 0, & i \neq j, \end{cases} \quad e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \\ (i, j = 1, 2, 3);$$

– в сферической системе координат  $(r, \lambda, \theta)$  (рис. 6а):

$$\sigma_{rr} = -p + 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \sigma_{\lambda\lambda} = -p + 2\mu \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{v_r}{r} + \frac{v_\theta \operatorname{ctg} \theta}{r} \right),$$

$$\sigma_{\theta\theta} = -p + 2\mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right),$$

$$\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} = \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right),$$

$$\sigma_{\lambda\theta} = \sigma_{\theta\lambda} = \mu \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} - \frac{v_\lambda \operatorname{ctg} \theta}{r} \right),$$

$$\sigma_{\lambda r} = \sigma_{r\lambda} = \mu \left( \frac{\partial v_\lambda}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \lambda} - \frac{v_\lambda}{r} \right);$$

– в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  (рис. 6б):

$$\sigma_{rr} = -p + 2\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \sigma_{\theta\theta} = -p + 2\mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right), \quad \sigma_{zz} = -p + 2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z},$$

$$\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} = \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right),$$

$$\sigma_{\theta z} = \sigma_{z\theta} = \mu \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right),$$

$$\sigma_{zr} = \sigma_{rz} = \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right).$$



Для вычисления равнодействующей силы  $\vec{F}$ , со стороны вязкой жидкости на тело, ограниченное поверхностью  $S$ , необходимо вычислить следующий интеграл:

$$\vec{F} = \int_S \vec{n} \cdot \sigma dS,$$

где  $\vec{n}$  – вектор внешней единичной нормали к поверхности  $S$ .

### 3.2 Основные уравнения вязкой жидкости

Движение вязкой несжимаемой жидкости описывается уравнениями Навье – Стокса:

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f}, \quad (13)$$

где неизвестные функции:  $\vec{v}(t, \vec{x})$  – вектор скорости;  $p(t, \vec{x})$  – давление;  $T(t, \vec{x})$  – температура. Константы и заданные зависимости, определяющие течение:  $\rho$  – плотность;  $\nu = \mu/\rho$  – коэффициент кинематической вязкости;  $\vec{f}$  – вектор внешних сил.

Расчёт температурного поля, если требуется осуществляется путём решения дополнительного уравнения, с использованием решения уравнений Навье-Стокса:

$$c_V \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) T \right) = \frac{\kappa}{\rho} \Delta T + \frac{2\mu}{\rho} e_{ij} e_{ij},$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

где  $e_{ij}$  – тензор скоростей деформации ( $i, j = 1, 2, 3$ );  $\kappa$  – коэффициент температуропроводности.

В случае осесимметричного течения уравнения Навье-Стокса имеют вид:

– в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  (рис. 6б) <sup>4</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + \frac{\partial}{\partial z}(rv_z) = 0,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \Delta v_r - \frac{v_r}{r^2} \right),$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta v_z,$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2};$$

<sup>4</sup>Пренебрегли зависимостью от  $\theta$ .

– в сферической системе координат  $(r, \lambda, \theta)$  (рис. 6а)<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta \sin \theta) &= 0, \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \Delta v_r - \frac{2v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{2v_\theta \operatorname{ctg} \theta}{r^2} \right), \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} &= -\frac{1}{r \rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left( \Delta v_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} \right), \\ \Delta &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right). \end{aligned}$$

### 3.3 Постановка граничных условий в контактных задачах вязкой жидкости

При исследовании обтекания твёрдых тел вязкой жидкостью необходимо использовать условие *прилипания*, заключающееся в том, что скорость жидкости на границе с телом совпадает со скоростью перемещения границы. Если тело покоится, то скорость жидкости равна нулю.

На *контактном разрыве* необходимо также ставить динамическое условие, заключающееся в равенстве напряжений, возникающих на касательной к разрыву площадке.

Для течения вязкой жидкости и идеального газа (рис. 7) без учёта сил поверхностного натяжения ставятся следующие условия.

*Кинематическое* условие:

$$v_n|_S = u_n,$$

где  $S$  – поверхность контактного разрыва;  $v_n$  – нормальная составляющая скорости жидкости на границе;  $u_n$  – нормальная составляющая скорости газа на границе;  $\vec{n}$  – вектор нормали к поверхности.

*Динамические* условия:

$$(\vec{n} \cdot \sigma) \cdot \vec{n}|_S = p|_S = p_0,$$

$$(\vec{n} \cdot \sigma) \cdot \vec{\tau}|_S = 0,$$

где  $\sigma$  – тензор напряжений в вязкой жидкости;  $p_0$  – давление газа;  $\vec{\tau}$  – касательный вектор к поверхности.

---

<sup>5</sup>Пренебрегли зависимостью от  $\lambda$ .

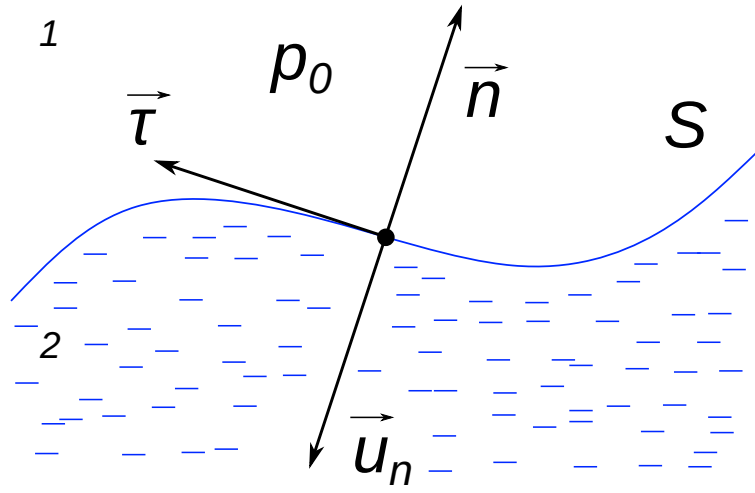


Рис. 7: Пример течения с контактным разрывом для вязкой жидкости и идеального газа: 1 – идеальный газ; 2 – вязкая жидкость

### 3.4 Коэффициенты подобия при течениях вязкой несжимаемой жидкости

Используя замену переменных

$$t = Tt', \quad x = Lx', \quad y = Ly', \quad z = Lz',$$

$$\vec{v}(t, x, y, z) = V\vec{v}'(t', x', y', z'), \quad \vec{f}(t, x, y, z) = F\vec{f}'(t', x', y', z')$$

$$p(t, x, y, z) = Pp'(t', x', y', z'),$$

где  $T, L, V, P, F$  – характерные значения времени, размера течения, скорости, давления, силы сплошной среды, а штрихованные параметры – это новые безразмерные переменные, уравнения Навье-Стокса (13) приводится к следующему виду:

$$\text{Sh} \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t'} + (\vec{v}' \cdot \nabla') \vec{v}' = \frac{1}{\text{Fr}} \vec{f}' - \text{Eu} \nabla' p' + \frac{1}{\text{Re}} \Delta' \vec{v}', \quad (14)$$

где  $\nabla'$  и  $\Delta'$  – операторы градиента и Лапласа по штрихованным переменным.

**Определение 7** Безразмерные комплексы, обуславливающие течения вязкой жидкости, являются критериями подобия и имеют следующие названия:

$$\begin{aligned} \frac{L}{VT} &= \text{Sh} - \text{число Струхали}, & \frac{P}{\rho V^2} &= \text{Eu} - \text{число Эйлера}, \\ \frac{VL}{\nu} &= \text{Re} - \text{число Рейнольдса}, & \frac{V^2}{FL} &= \text{Fr} - \text{число Фруда}. \end{aligned}$$

Число Струхали  $\text{Sh}$  определяет насколько течение можно считать установившимся (стационарным), число Рейнольдса  $\text{Re}$  – вклад вязких членов по сравнению с инерционными, число Эйлера  $\text{Eu}$  – вклад градиента давления по сравнению с напором, число Фруда  $\text{Fr}$  – вклад внешнего поля.

### 3.5 Приближение Стокса и ползущие течения

**Определение 8** Течения, для которых число Рейнольдса много меньше 1:

$$\text{Re} = \frac{LV\rho}{\mu} \ll 1,$$

называются ползущими течениями.

Произведём оценку вклада конвективного слагаемого по сравнению с вязким в уравнениях Навье – Стокса (13) для ползущего течения:

$$\frac{\rho|(\nabla \cdot \vec{v})\vec{v}|}{\mu|\Delta \vec{v}|} \sim \frac{\rho V^2}{L} : \frac{\mu V}{(L)^2} = \text{Re} \ll 1.$$

Отбрасывая нелинейные инерционные члены  $(\nabla \cdot \vec{v})\vec{v}$  в (13), получим линейное приближение Стокса уравнений (12), (13):

$$\text{div } \vec{v} = 0, \quad \nabla p = \mu \Delta \vec{v}. \quad (15)$$

### 3.6 Задачи для самостоятельного решения

1. При течении вязкой жидкости между двумя параллельными плоскостями найти силу, действующую на единицу длины каждой из плоскостей. Аналогично, найти силу, действующую на единицу длины, при течении вязкой жидкости в цилиндре.
2. Определить скорость вязкой жидкости при стационарном ламинарном течении по наклонной плоскости (плоскость образует угол  $\alpha$  с горизонтом). Толщина слоя жидкости  $h$ .
3. Найти скорость  $v$  вязкой жидкости с вязкостью  $\mu$  при течении между двумя цилиндрами радиуса  $R_1$  и  $R_2$  ( $R_2 > R_1$ ) при условии, что внутренний цилиндр вращается с частотой  $\omega_1$ , а внешний – с частотой  $\omega_2$ .
4. Найдите вектор скорости, давление, вектор вихря и силу Стокса при обтекании шара вязкой жидкостью в приближении Стокса.

*Указание.*

Решение (поиск констант) предлагается искать следующим образом: подействуйте ротором на уравнение количества движения в приближении Стокса, что приведёт к уравнению на вектор вихря, затем воспользуйтесь соображением симметрии для вектора вихря, далее, найдите вектор вихря с точностью до константы, решая дифференциальное уравнение, затем, пользуясь уравнением неразрывности и разложением в ряд для скоростей в сферических координатах (по расстоянию от центра шара), найдите компоненты скоростей с учетом граничного условия. Определив давление, найдите силу Стокса.

Решение также можно искать следующим образом. Подействуйте оператором дивергенции на уравнение количества движения с целью выделения уравнения на давление. Это даст множество решений, но из лекции мы знаем какое взять. Почему член  $1/r$  не входит в выражение для давления? Помимо условий на границе шара, используйте уравнение неразрывности для получения условий на неизвестные константы. При нахождении констант не забудьте также про константу при давлении. Почему член  $1/r^3$  не входит в выражение для скорости? Почему член  $1/r$  входит в выражение для скорости и к чему это приводит (относительно обтекания сферы идеальной жидкостью посмотреть)? Как симметрия задачи оказывает влияние на составление членов, потенциально подходящих под решение?

5. Проанализировать поведение найденного поля скоростей при отдалении от шара. Почему наблюдается такое поведение скоростей? Что следует сделать, чтобы уточнить полученное решение?
6. Показать, что в вязкой жидкости происходит диссипация энергии.

*Указание:* показать, что работа, совершаемая над жидкостью, не целиком идёт на изменение кинетической энергии.

## 4 П-теорема

### 4.1 Определения и примеры

**Определение 9** Два физических явления называются подобными, если величины, характеризующие одно явление, могут быть получены из соответствующих величин другого, взятых в сходственных пространственно-временных точках, простым умножением на одинаковые во всех точках множители, называемые коэффициентами подобия.

Примером подобия может служить система уравнений Навье-Стокса, записанная в безразмерных переменных (14). Критериями подобия являются безразмерные комплексы: число Рейнольдса  $Re$ , число Фруда  $Fr$ , число Струхала  $Sh$ , число Эйлера  $Eu$ . Все обезразмеренные решения уравнений (13) будут являться функциями от этих безразмерных комплексов.

Для того чтобы использовать теорию размерности необходимо ввести понятие размернооднородной функции.

**Определение 10** Функция  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  называется размернооднородной, если существует такая совокупность чисел  $b_k$  ( $k = \overline{1, m}$ ), что имеет место равенство

$$f(\alpha_1^{a_{11}} \dots \alpha_m^{a_{1m}} x_1, \dots, \alpha_1^{a_{n1}} \dots \alpha_m^{a_{nm}} x_n) = \alpha_1^{b_1} \alpha_2^{b_2} \dots \alpha_m^{b_m} f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (16)$$

для всех  $\alpha_k$  ( $k = \overline{1, m}$ ) и  $x_i$  ( $i = \overline{1, n}$ ) в области определения.

Рассмотрим классическую задачу колебания математического маятника, представляющего собой механическую систему, состоящую из материальной точки на конце невесомой нерастяжимой нити или лёгкого стержня и находящуюся в однородном поле сил тяготения. Известно, что период его малых колебания определяется формулой:

$$T(l, g) = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

где  $T$  – период колебания, с;  $l$  – длина, м;  $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>.

Пусть длина нити  $l = x_1$  м, ускорение свободного падения  $g = x_2$  м/с<sup>2</sup>. Коэффициенты  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2$ ) – это коэффициенты пересчёта параметров из одной системы единиц в другую (например, связанной с метрами и секундами в систему единиц, связанную с километрами и минутами, т.е.  $\alpha_1 = 10^{-3}$  км/м,  $\alpha_2 = 60^{-1}$  мин/с).

Период колебаний маятника  $T$  является размернооднородной функцией, т.к. равенство

$$T(\alpha_1 x_1, \alpha_1 \alpha_2^{-2} x_2) = 2\pi \sqrt{\frac{\alpha_1 x_1}{\alpha_1 \alpha_2^{-2} x_2}} = \alpha_2 T(x_1, x_2) \quad (17)$$

выполнено для всех  $x_i, \alpha_j$  ( $i, j = 1, 2$ ) в области определения. В данном случае  $b_1 = 0, b_2 = 1$ .

Для указанных значений  $\alpha_i$  выражение (17) связывает период колебания маятника в часах, через параметры выраженные в системе единиц СИ.

Вообще говоря, любая функция, связывающая параметры явления, с корректным приведением размерностей является размерооднородной.

Следующая теорема позволяет использовать теорию размерностей для уменьшения числа независимых переменных размерооднородной функции, используя безразмерные комплексы от этих параметров.

**Теорема 1** [П-теорема (Бекингом, Федерман)] Если  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – численные значения  $n$  физических величин,  $A = (a_{ij})$  ( $i = \overline{1, n}, j = \overline{1, m}$ ) – матрица их размерностей по отношению к единицам измерения  $M_1, M_2, \dots, M_m$ ,  $f$  – произвольная размерооднородная функция переменных  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , а  $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p$  ( $p = n - r, r$  – ранг матрицы  $A$ ) – фундаментальная система степенных одночленов переменных  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , то при произвольных действительных числах  $k_1, k_2, \dots, k_n$  имеет место равенство

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = x_1^{k_1} x_2^{k_2} \dots x_n^{k_n} G(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p).$$

**Задача 1** Используя П-теорему, получить формулу периода колебания маятника длины  $l$  в поле силы тяжести  $g$ .

Предположим, что период колебаний маятника зависит только от длины нити и поля силы тяжести:

$$T = T(l, g).$$

Выведем формулу периода колебания маятника из соображений размерностей, используя П-теорему. В данном случае  $n = 2$  – количество неизвестных параметров (длина нити и ускорение свободного падения) и  $m = 2$  – количество независимых размерностей (метры и секунды). Тогда  $2 \times 2$  матрица  $A$  размерностей будет иметь вид:

	л	с
$l$	1	0
$g$	1	-2

Ранг матрицы  $A$   $r = 2$ . Безразмерных комплексов, от которых зависит функция  $G$ , будет  $p = n - r = 2 - 2 = 0$ . Таким образом, по П-теореме:

$$T(l, g) = l^{k_1} g^{k_2} G_0,$$

где  $G_0$  – безразмерная константа;  $k_1, k_2$  – показатели степени.  $k_1, k_2$  выбираются из соображения, чтобы обезразмерить целевую функцию  $T$ .

В данном случае  $k_1 = 1/2, k_2 = -1/2$  и

$$T(l, g) = G_0 l^{1/2} g^{-1/2} = G_0 \sqrt{\frac{l}{g}},$$

т.к.  $M^{1/2} \cdot \left(\frac{M}{c^2}\right)^{-1/2} = c$ .

Величину  $G_0$  необходимо уточнить из дополнительных соображений (например, эксперимента).

**Задача 2** Используя  $\Pi$ -теорему, определить силу сопротивления, действующую на шар радиуса  $r$ , движущийся со скоростью  $v$  в вязкой несжимаемой бесконечной жидкости с вязкостью  $\mu$  и плотностью  $\rho$ .

В общем виде функциональная зависимость, связывающая силу  $f$  и параметры шара и жидкости имеет вид:

$$f = f(\rho, \mu, r, v). \quad (18)$$

Размерности всех используемых параметров следующие:

$$[f] = \text{кг} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}^2}, \quad [\rho] = \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad [\mu] = \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}, \quad [v] = \frac{\text{м}}{\text{с}}, \quad [r] = \text{м},$$

где квадратные скобки от параметра  $[\cdot]$  соответствуют его размерности.

Всего параметров, от которых зависит сила  $f$  – четыре (18), а основных размерностей – три, поэтому  $4 \times 3$  матрица размерностей имеет вид:

	кг	м	с
$\rho$	1	-3	0
$\mu$	1	-1	-1
$v$	0	1	-1
$r$	0	1	0

Ранг этой матрицы равен 3, поэтому в качестве независимого набора параметров нужно выбрать три, в которых присутствуют кг, м и с, например:  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $r$ . Тогда функциональная зависимость из теоремы 1, имеет вид:

$$\Pi_f = G(\Pi_v),$$

$$\Pi_f = \frac{f}{\rho^{k_1} \mu^{k_2} r^{k_3} v^{k_4}}, \quad \Pi_v = \frac{v}{\rho^{m_1} \mu^{m_2} r^{m_3}},$$

где  $k_i$ ,  $m_j$  – показатели степени ( $i = 1, \dots, 4$ ,  $j = 1, 2, 3$ ), такие, что

$$[\Pi_f] = [\Pi_v] = 1.$$

Для окончательного решения задачи необходимо отыскать показатели  $k_i$  и  $m_j$ . Распишем равенство:

$$1 = [\Pi_v] = \left[ \frac{v}{\rho^{m_1} \mu^{m_2} r^{m_3}} \right] = \frac{\text{м/с}}{(\text{кг/м}^3)^{m_1} (\text{кг/м} \cdot \text{с})^{m_2} \text{м}^{m_3}}.$$



Приводя подобные слагаемые у каждой из независимых размерностей, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \text{кг} : & 0 = m_1 + m_2, \\ \text{м} : & 1 = -3m_1 - m_2 + m_3, \\ \text{с} : & -1 = -m_2. \end{cases}$$

Решением этой системы уравнений являются  $m_1 = -1$ ,  $m_2 = 1$ ,  $m_3 = -1$  и

$$\Pi_v = \frac{\rho v r}{\mu}.$$

Полученное значение безразмерного параметра является числом Рейнольдса  $Re$  при течении вязкой жидкости, рассчитанным относительно радиуса шара, вязкости и скорости жидкости на бесконечности.

Аналогично,

$$1 = [\Pi_f] = \left[ \frac{f}{\rho^{k_1} \mu^{k_2} r^{k_3} v^{k_4}} \right] = \frac{\text{кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2}{(\text{кг} / \text{м}^3)^{k_1} (\text{кг} / \text{м} \cdot \text{с})^{k_2} \text{м}^{k_3} (\text{м} / \text{с})^{k_4}}.$$

Приводя подобные слагаемые у каждой из независимых размерностей, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \text{кг} : & 1 = k_1 + k_2, \\ \text{м} : & 1 = -3k_1 - k_2 + k_3 + k_4, \\ \text{с} : & -2 = -k_2 - k_4. \end{cases}$$

Эта система уравнений является переопределенной, поэтому её решение выражается через один (*почему?*) произвольный параметр (например,  $k_4$ ):

$$\begin{cases} k_1 = -1 + k_4, \\ k_2 = 2 - k_4, \\ k_3 = k_4. \end{cases}$$

Логично исключить из зависимости скорость  $v$ , положив  $k_4 = 0$ . Тогда решением будут:  $k_1 = -1$ ,  $k_2 = 2$ ,  $k_3 = k_4 = 0$ , и

$$\Pi_f = \frac{\rho f}{\mu^2}.$$

Окончательный ответ:

$$\frac{\rho f}{\mu^2} = G \left( \frac{\rho v r}{\mu} \right).$$

Решение этой задачи не единственно, т.к. в процессе решения был произвол в выборе независимых параметров (в нашем случае были выбраны  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $r$ ) и показателя  $k_4$ . На практике выбор осуществляется в зависимости от решаемой задачи.

## 4.2 Задачи для самостоятельного решения

1. Используя  $\Pi$ -теорему, определить силу сопротивления шара при его внедрении с постоянной скоростью  $v$  в полупространство, заполненное вязкой несжимаемой жидкостью. Рассмотреть предельные случаи  $v \rightarrow 0$ ,  $v \rightarrow \infty$ . Радиус шара известен.
2. Используя  $\Pi$ -теорему, определить силу сопротивления, действующую на шар, движущийся в вязкой несжимаемой бесконечной жидкости. Рассмотреть предельные случаи  $v \rightarrow 0$ ,  $v \rightarrow \infty$ . Основные параметры системы считать заданными.
3. Задача о точечном взрыве. В некоторой точке выделилось количество энергии  $E$ . Определить зависимости скорости  $D$  и координаты  $R$  ударной волны от времени  $t$ , а также скорость  $v_2$ , плотность  $\rho_2$  и давление  $p_2$  за ударной волной.
4. В вязкой несжимаемой жидкости в момент времени  $t = 0$  находится вихревая нить с циркуляцией  $\Gamma$ . Найти зависимости скорости  $v(r, t)$  и вихря  $\omega(r, t)$  при  $t > 0$ .

*Указание:* записать уравнения Навье-Стокса в цилиндрической системе координат в переменных вихрь-давление  $(\omega - p)$ ; воспользовавшись  $\Pi$ -теоремой, свести искомое выражение для вихря к меньшей размерности и решить его.

## 5 Одномерные изэнтропические течения идеального газа

### 5.1 Системы квазилинейных уравнений, характеристики и инварианты Римана

**Определение 11** Система дифференциальных уравнений в частных производных по переменным  $t, x$  от  $n$  функций  $u_i(t, x)$  ( $i = 1, \dots, n$ ) вида

$$\vec{u}_t + A(\vec{u})\vec{u}_x = \vec{f}(\vec{u}), \quad (19)$$

где

$$\vec{u}(t, x) = \begin{pmatrix} u_1(t, x) \\ u_2(t, x) \\ \dots \\ u_n(t, x) \end{pmatrix}, \quad A(\vec{u}) = \begin{pmatrix} a_{11}(\vec{u}) & a_{12}(\vec{u}) & \dots & a_{1n}(\vec{u}) \\ a_{21}(\vec{u}) & a_{22}(\vec{u}) & \dots & a_{2n}(\vec{u}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1}(\vec{u}) & a_{n2}(\vec{u}) & \dots & a_{nn}(\vec{u}) \end{pmatrix},$$

$$\vec{f}(\vec{u}) = \{f_1(\vec{u}), f_2(\vec{u}), \dots, f_n(\vec{u})\}^T$$

называется одномерной системой квазилинейных уравнений.

Пусть матрица  $A^T(\vec{u})$  имеет собственное число  $\lambda(\vec{u})$ , которому соответствует собственный вектор  $\vec{\alpha}(\vec{u})$ :

$$A^T \vec{\alpha} = \lambda \vec{\alpha} \quad (\vec{\alpha} \neq 0). \quad (20)$$

Умножим систему (19) скалярно на вектор  $\vec{\alpha}(\vec{u})$  и преобразуем в соответствии с (20), тогда

$$\vec{u}_t \cdot \vec{\alpha} + (A\vec{u}_x) \cdot \vec{\alpha} = \vec{f} \cdot \vec{\alpha}.$$

Выражение преобразуется:

$$(A\vec{u}_x) \cdot \vec{\alpha} = \vec{u}_x \cdot (A^T \vec{\alpha}) = \vec{u}_x \cdot \lambda \vec{\alpha} = (\lambda \vec{u}_x) \cdot \vec{\alpha}.$$

**Определение 12** Если у матрицы  $A^T$  имеется  $n$  вещественных собственных чисел  $\lambda_i$  и полная система из  $n$  линейно независимых собственных векторов  $\alpha_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ), тогда она будет называться гиперболической, а форма записи

$$(\vec{u}_t + \lambda_i \vec{u}_x) \cdot \vec{\alpha}_i = \vec{f} \cdot \vec{\alpha}_i \quad (i = 1, \dots, n) \quad (21)$$

называется характеристичной формой одномерной системы квазилинейных уравнений.

**Определение 13** Пусть  $F(\vec{u})$  является потенциалом для собственного вектора  $\vec{\alpha}(\vec{u})$ :

$$\nabla_u F = \vec{\alpha},$$

тогда  $F(\vec{u})$  называют инвариантом Римана.

Рассмотрим кривую в плоскости  $(t, x)$ , называемую *характеристической* и удовлетворяющую уравнению:

$$\frac{dx}{dt} = \lambda(\vec{u}(t, x)), \quad (22)$$

где  $\vec{u} = \vec{u}(t, x)$  – решение исходной системы уравнений (19);  $\lambda(\vec{u})$  – собственный вектор матрицы  $A^T(\vec{u})$ . Тогда полная производная от инварианта Римана  $F(t, x(t))$  вдоль характеристической кривой (22) имеет вид:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \lambda \frac{\partial F}{\partial x} = \nabla_u F \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} = \alpha \cdot (\vec{u}_t + \lambda \vec{u}_x) = \vec{\alpha} \cdot \vec{f}.$$

Если у системы (19) имеется  $n$  существенно различных инвариантов Римана, то она может быть проинтегрирована вдоль характеристик. У систем одномерных квазилинейных систем уравнений в частных производных при  $n = 2$  всегда имеется два существенно различных инварианта Римана.

## 5.2 Характеристический вид уравнений газовой динамики

Одномерная система уравнений газовой динамики имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho_t + v\rho_x + \rho v_x &= 0, \\ v_t + vv_x + \frac{p_x}{\rho} &= 0, \\ S_t + vS_x &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

и калорическое уравнение состояния:

$$p = p(\rho, S),$$

где  $\rho$  – плотность;  $v$  – скорость;  $p$  – давление;  $S$  – энтропия. Все неизвестные функции  $\rho, v, p, S$  являются функциями аргументов  $(t, x)$ .

Матричная форма записи соотношений (23) имеет вид:

$$u_t + Au_x = 0,$$

$$u = \begin{pmatrix} \rho \\ v \\ S \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} v & \rho & 0 \\ c^2/\rho & v & p_S/\rho \\ 0 & 0 & v \end{pmatrix}, \quad c^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho}(\rho, S).$$

В соответствие с математическим аппаратом из предыдущего параграфа у системы уравнений (23) имеется три характеристических направления  $v - c$ ,  $v$ ,  $v + c$  и три линейно независимых собственных вектора. В соответствие с определением 12 система уравнений (23) является системой дифференциальных уравнений в частных производных *гиперболического типа*.

Характеристический вид одномерных уравнений газовой динамики следующий:

$$S_t + vS_x = 0,$$

$$v_t + (v - c)v_x - \frac{c}{\rho}[\rho_t + (v - c)\rho_x] - \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial S} [S_t + (v - c)S_x] = 0,$$

$$v_t + (v + c)v_x + \frac{c}{\rho}[\rho_t + (v + c)\rho_x] + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial S} [S_t + (v + c)S_x] = 0$$

или в дифференциалах:

$$dx = (v - c)dt, \quad dv - \frac{c}{\rho}d\rho - \frac{\partial p}{\partial S} \frac{1}{\rho c}dS = 0,$$

$$dx = vdt, \quad dS = 0,$$

$$dx = (v + c)dt, \quad dv + \frac{c}{\rho}d\rho + \frac{\partial p}{\partial S} \frac{1}{\rho c}dS = 0.$$

### 5.3 Одномерные изэнтропические течения газовой динамики

В случае изэнтропического решения  $S(t, x) = S_0$  во всей области течения:

$$p = p(\rho, S_0) \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial S} = 0, \quad c(\rho) = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S}.$$

Инварианты Римана  $s(\rho, v)$  и  $r(\rho, v)$  в этом случае имеют вид:

$$s = v - \int \frac{c(\rho)}{\rho} d\rho, \quad r = v + \int \frac{c(\rho)}{\rho} d\rho,$$

а система уравнений (23) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (v - c) \frac{\partial s}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial r}{\partial t} + (v + c) \frac{\partial r}{\partial x} = 0, \quad S = S_0.$$

Полученные  $s(\rho, v)$  и  $r(\rho, v)$  называются левым и правым инвариантом Римана соответственно.

В случае политропного газа, когда

$$p = a(S_0)\rho^\gamma, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} > 1, \quad c^2 = a(S_0)\gamma\rho^{\gamma-1} = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (24)$$

инварианты Римана можно записать как:

$$s = v - \frac{2}{\gamma - 1}c, \quad r = v + \frac{2}{\gamma - 1}c,$$

где  $\gamma$  – показатель политропы;  $c_p$ ,  $c_v$  – удельные теплоёмкости при постоянном давлении и объеме.

Система дифференциальных уравнений изэнтропического течения политропного газа в терминах инвариантов Римана записывается как:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\alpha s + \beta r) \frac{\partial s}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial r}{\partial t} + (\alpha r + \beta s) \frac{\partial r}{\partial x} = 0, \quad (25)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2} + \frac{\gamma - 1}{4} > \frac{1}{2} > 0, \quad \beta = \frac{1}{2} - \frac{\gamma - 1}{4}.$$

## 5.4 Точные решения одномерной изоэнтропической газодинамики для политропного газа

**Определение 14** Если в какой-то области изоэнтропического течения один из инвариантов Римана остаётся постоянным, то такое течение называют волной Римана, или бегущей волной.

Рассмотрим волну Римана, такую что в некоторой области  $r = r_0 = \text{const}$ , тогда из (25) течение будет описываться уравнением:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\alpha s + \beta r_0) \frac{\partial s}{\partial x} = 0,$$

а вдоль характеристического направления

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x - x_0}{t - t_0} = \alpha s(x, t) + \beta r_0$$

сохраняется инвариант  $s(x, t)$ , это означает, что в волне Римана  $r$ -типа все характеристики, соответствующие  $s$ -волне Римана, будут прямыми линиями.

Аналогично для бегущей волны, такой что в некоторой области  $s = s_0 = \text{const}$ , тогда из (25) течение будет описываться уравнением:

$$\frac{\partial r}{\partial t} + (\alpha r + \beta s_0) \frac{\partial r}{\partial x} = 0,$$

а вдоль характеристического направления

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x - x_0}{t - t_0} = \alpha r(x, t) + \beta s_0$$

сохраняется инвариант  $r(x, t)$ , это означает, что в волне Римана  $s$ -типа все характеристики, соответствующие  $r$ -волне Римана, будут прямыми линиями.

**Определение 15** Волна Римана ( $r = r_0$ ) называется центрированной, если  $s$ -характеристики образуют пучок прямых, выходящих из одной точки  $(t_0, x_0)$ . Так как  $s$  постоянен вдоль любой характеристики, то

$$s = s \left( \frac{x - x_0}{t - t_0} \right), \quad r = r_0.$$

**Определение 16** Волна Римана ( $s = s_0$ ) называется центрированной, если  $r$ -характеристики образуют пучок прямых, выходящих из одной точки  $(t_0, x_0)$ . Так как  $r$  постоянен вдоль любой характеристики, то

$$r = r \left( \frac{x - x_0}{t - t_0} \right), \quad s = s_0.$$

**Определение 17** Автомодельными называются решения, зависящие от переменной  $y = \frac{x - x_0}{t - t_0}$ .

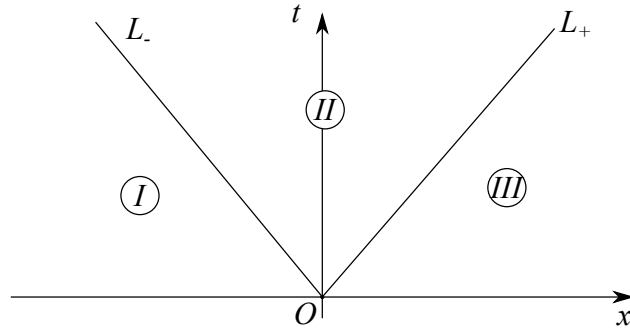


Рис. 8: Характеристическая плоскость для нестационарной одномерной задачи истечения газа в вакуум:  $I$  – зона невозмущенного течения;  $II$  – зона возмущенного течения;  $III$  – зона вакуума

Пусть  $v_0, p_0, c_0$  значение скорости, давления и скорости звука для некоторой точки волны Римана, тогда точное решение для политропного газа имеют вид:

– если  $r = r_0$ , тогда

$$c = c_0 \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v - v_0}{c_0} \right), \quad p = p_0 \left[ 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v - v_0}{c_0} \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}; \quad (26)$$

– если  $s = s_0$ , тогда

$$c = c_0 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v - v_0}{c_0} \right), \quad p = p_0 \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v - v_0}{c_0} \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (27)$$

**Задача 3** В момент  $t = 0$  покоящийся газ с параметрами  $v_0 = 0, p_0, \rho_0, T_0, c_0$  находится в трубе при  $x < 0$ . Справа в трубе вакуум. Найти  $v(t, x), \rho(t, x), p(t, x), T(t, x), c(t, x)$  при истечении газа в вакуум. Сравнить полученную максимальную скорость истечения газа с максимальной скоростью истечения газа в вакуум в стационарном случае.

Рассмотрим характеристическую плоскость  $(t, x)$  (рис. 8). При  $t = 0$  течение разделено на две области: невозмущенного течения при  $x < 0$  и зону вакуума при  $x \geq 0$ . При увеличении времени  $t$  газ начинает истекать в вакуум, при этом в зону невозмущенного газа приходит волна разрежения. Таким образом, на характеристической плоскости можно выделить три основных зоны:  $I$  – зона невозмущенного течения с параметрами газа  $v_0 = 0, p_0, \rho_0, T_0, c_0$ ;  $II$  – зона возмущенного течения с неизвестными параметрами  $v(t, x), \rho(t, x), p(t, x), T(t, x), c(t, x)$ ;  $III$  – зона вакуума (газ отсутствует). Линия  $L_-$  разделяет зону  $I$  и  $III$ . Линия  $L_+$  разделяет зоны  $II$  и  $III$ . Условие на линии  $L_+$  — скорость звука газа равна нулю:

$$c|_{L_+} = 0.$$

Поскольку течение газа в зоне  $II$  граничит с невозмущенным газом в зоне  $I$  вдоль линии  $L_-$ , то течение в зоне  $II$  является простой волной или волной

Римана. Для простой волны один из инвариантов Римана является глобальной константой. В данной задаче правый инвариант  $r$  является постоянным в зоне  $I$ , поэтому он по семейству характеристик

$$C_+ : \quad \frac{dx}{dt} = v + c$$

распространяется в зону  $II$ :

$$\left( v + \frac{2c}{\gamma - 1} \right) \Big|_{II} = \frac{2c_0}{\gamma - 1} \quad (28)$$

Из точки  $(0,0)$  на характеристической плоскости  $(t, x)$  выходит веер характеристик – центрированная волна разрежения (зона  $II$ ). В нем вдоль семейства характеристик

$$C_- : \quad \frac{dx}{dt} = v - c \quad (29)$$

сохраняется инвариант  $s$ :

$$\left( v - \frac{2c}{\gamma - 1} \right) \Big|_{II} = A \left( \frac{x}{t} \right).$$

Так как в области  $II$  семейство характеристик  $C_-$  являются прямыми линиями (см. теорию), выходящими из точки  $(0,0)$ , то уравнение характеристик  $C_-$  (29) в области  $II$  интегрируется к виду:

$$x = (v - c)t. \quad (30)$$

Из уравнений (28) и (30) следуют формулы:

$$v = \frac{2}{\gamma + 1} \left( c_0 + \frac{x}{t} \right), \quad c = \frac{2}{\gamma + 1} \left( c_0 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{x}{t} \right).$$

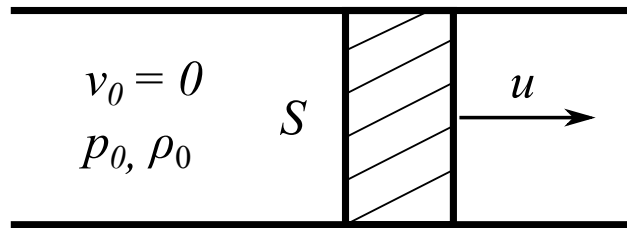
Полученные выражения используются для нахождения зависимостей  $\rho(t, x)$ ,  $p(t, x)$ ,  $T(t, x)$  с помощью соотношений (26) и калорического уравнения состояния (24) (найдите их). Сравните максимальную скорость истечения в вакуум в анализируемом нестационарном случае и стационарным случаем.

## 5.5 Задачи для самостоятельного решения

1. Пользуясь методом характеристик, повторить вывод инвариантов Римана и характеристических направлений на основе изоэнтропического приближения одномерной газовой динамики.
2. Покажите, что центрированные волны Римана дают все автомодельные решения уравнений газовой динамики.
3. Вывести формулы для аналитического решения для  $r$ - и  $s$ -волны Римана (26), (27).



4. Доказать утверждение, что всякое непрерывное течение, примыкающее к зоне постоянного течения, есть волна Римана.
5. В цилиндр, заполненный покоящимся воздухом с параметрами  $v_0 = 0$ ,  $\rho = \rho_0$ ,  $p = p_0$ , вдвигается поршень с постоянным ускорением  $a$ . Найти момент возникновения ударной волны  $t^*$ .
6. Определить закон движения поршня площадью  $S$  и массой  $m$ , выталкиваемого газом с начальными параметрами  $v_0 = 0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$  в вакуум (см. иллюстрацию).



7. Из трубы, заполненной при  $x > 0$  газом с параметрами  $v_0 = 0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$ , начинает выдвигаться поршень с постоянной скоростью  $u$ . Определить движение газа.