

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
РАЗДЕЛ 1. УРАВНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУЙКИ – ПОВТОРЕНИЕ ПРОЙДЕННОГО.....	6
1.1. Используемый математический аппарат	6
1.2. Уравнение неразрывности.....	8
1.3. Уравнение количества движения.....	9
1.4. Уравнение энергии.....	10
1.5. Предельная скорость движения газа. Число Маха и коэффициент скорости	13
РАЗДЕЛ 2. ОДНОМЕРНЫЕ ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ.....	16
2.1. Звуковые волны. Скорость звука. Излучение звука.....	16
2.2. Волны конечной интенсивности. Инварианты Римана. Характеристики.....	19
2.3. Механизм образования скачков уплотнения	20
2.4. Прямые скачки уплотнения. Ударная адиабата	22
2.5. Скорость распространения ударной волны и спутного потока за ней	27
2.6. Элементарная теория ударной трубы	28
2.7. Косые скачки уплотнения	31
2.8. Теория мелкой воды.....	36
2.9. Волны горения и детонации в газах.....	37
2.10. Общие условия перехода от дозвукового течения к сверхзвуковому	40
РАЗДЕЛ 3. ПЛОСКИЕ ТЕЧЕНИЯ НЕВЯЗКОГО ГАЗА	44
3.1. Общие уравнения.....	44
3.2. Метод малых возмущений	45
3.3. Дозвуковые течения при малых возмущениях.....	47
3.4. Сверхзвуковые течения при малых возмущениях. Характеристики 1-го и 2-го рода	48
3.5. Обтекание малого угла сверхзвуковым потоком	50
3.6. Обтекание тонкого профиля сверхзвуковым потоком газа.....	52
3.7. Волны разрежения. Центрированные волны	54
3.8. Общая задача о двумерном стационарном движении газа. Уравнение Чаплыгина.....	59
РАЗДЕЛ 4. ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В СОПЛАХ И ДИФфуЗОРАХ	61
4.1. Формы сопел. Простейшая теория сопла. Истечение сверхзвуковой газовой струи из сопла на нерасчетном режиме	61
4.2. Дозвуковые и сверхзвуковые диффузоры.....	66
РАЗДЕЛ 5. ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБОМАШИН	71
5.1. Обтекание конечных тел. Ламинарный и турбулентный след	71
5.2. Дозвуковое обтекание тонкого крыла. Формула Жуковского.....	76
5.3. Обтекание решетки профилей газа	78

5.4. Простейший расчет ступени лопаточной турбомашинны	82
ПРИЛОЖЕНИЯ. ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ НА СЕМИНАРАХ	
И В РАСЧЕТНОМ ЗАДАНИИ	87
П1. Гидравлическое сопротивление трубы	
при ее внезапном расширении	87
П2. Расчет простейшего эжектора	89
П3. Пример расчета аэродинамического нагрева	91
П4. Гидравлический удар при внезапной остановке потока жидкости	92
П5. Трубка Пито при сверхзвуковом движении газа	93
П6. Прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ПВРД)	95
П7. Одномерное стационарное течение газа	
по трубе постоянного сечения с подогревом	97
П8. Адиабатическое течение газа	
с трением в трубе постоянного сечения	98
П9. Варианты расчетного задания	
по курсу «Техническая газодинамика»	100
ЛИТЕРАТУРА	105

ВВЕДЕНИЕ

Вниманию читателя предлагается конспект лекций, который содержит материалы курса «Техническая газодинамика», читаемого в течение первого семестра для студентов, обучающихся по программе магистров по специальности «Теплофизика и теоретическая теплотехника» (140414) на кафедре инженерной теплофизики Московского энергетического института. Курс является продолжением основного курса механики жидкости и газа [7], читаемого студентам в течение двух семестров. В этой связи предполагается, что читателю, хотя бы в самых общих чертах, известны результаты, полученные для течения несжимаемой жидкости в каналах простейшей геометрии, а также и соответствующие уравнения, описывающие движение жидкости. В данном курсе акцент в первую очередь делается на учете эффектов сжимаемости среды при течении газа с дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями в соплах, диффузорах, ступенях турбин и компрессоров, а также в иных технических устройствах, в том числе и с образованием скачков уплотнения как прямых, так и косых. В связи с ограниченным размером курса многие вопросы в этой интереснейшей области скорее обозначены, чем рассмотрены детально, и читателю для более подробного ознакомления с теорией следует обратиться к более фундаментальным курсам [1–6], а для изучения конкретных технических решений – к курсам [8, 9].

РАЗДЕЛ 1. УРАВНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУЙКИ – ПОВТОРЕНИЕ ПРОЙДЕННОГО

В данной главе приведен краткий перечень известных уравнений сохранения как в полном их виде, так и, параллельно, в их простейшей форме, а также несколько примеров использования этих соотношений. Простейший вид уравнений сохранения получен для стационарных движений газа, когда линии тока в газе совпадают с траекториями, по которым движутся элементарные (бесконечно малые) объемы газа.

Линия тока – линия, в каждой точке которой в данный момент времени вектор скорости газа направлен по касательной к ней. *Траектория* выделенного элементарного объема газа – это линия, вдоль которой он движется с течением времени. Уравнения, как часто делается в газодинамике, будут записаны для элементарной струйки.

Струей, протекающей через некий замкнутый контур, выделенный в газе в данный момент времени, называют часть газа, ограниченную поверхностью траекторий точек данного замкнутого контура.

Элементарная струйка в стационарном случае совпадает с *элементарной трубкой тока*. Последняя строится следующим образом. В данный момент времени проведем в газе замкнутый, не пересекающийся, малый контур. Через каждую точку такого контура можно провести линию тока. Контур следует провести только через те точки, через которые проходит лишь одна линия тока. Совокупность этих линий тока образует *поверхность тока*, а часть газа, ограниченная поверхностью тока, называется элементарной трубкой тока. Все параметры элементарной трубки тока и элементарной струйки по поперечному сечению обычно считаются постоянными.

1.1. Используемый математический аппарат

В рамках данного курса будут использоваться понятия скалярного и векторного полей (функций) в пространстве. Простейшим примером скалярного поля является поле температур внутри лекционной аудитории. Каждой пространственной точке с декартовыми координатами (x, y, z) сопоставляется значение температуры $T(x, y, z)$ в данной точке. Простейшим примером векторного поля является поле скоростей воздуха внутри лекционной аудитории. Каждой пространственной точке с декартовыми координатами (x, y, z) сопоставляется вектор скорости воздуха $\vec{W}(x, y, z)$ в данной точке. Векторы в рамках данного курса будут выделяться жирным шрифтом или знаком вектора вверху. Значками $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$

будут обозначаться единичные векторы вдоль соответствующих осей X , Y , Z в декартовой системе координат.

Достаточно часто будут использоваться следующие математические операторы.

- Оператор градиента, grad , который действует на скалярное поле (например – поле температуры T). Результатом действия этого оператора является вектор. Например, вектор

$$\text{grad } T = \hat{x} \frac{\partial T}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial T}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Этот вектор направлен в сторону

максимально быстрого нарастания температуры в пространстве, а его величина соответствует скорости роста температуры. Если точки A и B расположены достаточно близко в пространстве, то $T(B) = T(A) + \text{grad}(T) \cdot \overline{AB}$. Точкой в данном курсе будет обозначаться скалярное произведение двух векторов.

- Оператор ротора, rot , который действует на векторное поле (например – поле скоростей $\vec{W}$). Результатом действия этого оператора является вектор. Например, вектор

$$\text{rot } \vec{W} = \hat{x} \left(\frac{\partial W_z}{\partial y} - \frac{\partial W_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial W_y}{\partial x} - \frac{\partial W_x}{\partial y} \right).$$

Для поля

скоростей в газе этот вектор имеет простой физический смысл. Пусть вектор $\text{rot } \vec{W}$ определен в окрестности некой точки A в пространстве. Если газ в окрестности точки A локально вращается как целое, то направление вектора $\text{rot } \vec{W}$ совпадает с осью, вокруг которой вращение происходит, а длина данного вектора равна удвоенной угловой скорости этого вращения: $|\text{rot } \vec{W}| = 2 \Omega$.

- Оператор дивергенции, div , который действует на векторное поле (например – поле скоростей $\vec{W}$). Результатом действия этого оператора является скаляр. Например, скалярная функция

$$\text{div } \vec{W} = \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z}.$$

Для поля скоростей в газе данный скаляр

имеет наглядный физический смысл. Пусть скаляр $\text{div } \vec{W}$ определен в окрестности некой точки A в пространстве лекционной аудитории. Если в окрестности точки A производится вдув воздуха внутрь аудитории, то, выделив некий малый объем пространства dV , окружающий точку A , можно определить объем воздуха $\dot{V}$, ежесекундно вытекающего из данного объема в окружающее пространство. В таком случае

$$\text{div } \vec{W} = \frac{\dot{V}}{dV}.$$

Запись операторов градиента, ротора и дивергенции значительно упрощается, если ввести дифференциальный оператор ∇ («набла»), определив его, подобно вектору, следующим образом:

$$\nabla = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}.$$

В таком случае $\text{grad } T = \nabla T$; $\text{rot } \vec{W} = \nabla \times \vec{W}$; $\text{div } \vec{W} = \nabla \cdot \vec{W}$. Здесь знак «точка» обозначает скалярное умножение, а знак $\times$ – векторное.

1.2. Уравнение неразрывности

Для плотности любого аддитивного свойства A вещества (масса, импульс, энергия), занимающего некий объем V с поверхностью S , справедлив закон сохранения:

$$\int_V \frac{\partial A}{\partial t} dV = - \oint_S \vec{J}_A d\vec{S} + \int_V N_V dV. \quad (1.2.1)$$

Здесь $\vec{J}_A, N_V$ – плотность потока свойства A через границу S и плотность производства свойства A внутри объема V соответственно.

Для случая сохранения массы из (1.2.1) в дифференциальной форме получаем уравнение неразрывности в форме Эйлера:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{W}) = 0. \quad (1.2.2)$$

В наиболее простом стационарном случае массовый расход газа G , имеющего плотность ρ , скорость W по элементарной струйке с поперечным сечением S , обязан быть постоянным (рис. 1.2.1), то есть

$$G = \rho_1 W_1 S_1 = \rho_2 W_2 S_2 = \text{idem}.$$

В общем же случае по длине струйки параметры, что естественно, могут изменяться. В дифференциальной форме та же зависимость имеет вид

$$\frac{dG}{G} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dW}{W} + \frac{dS}{S}. \quad (1.2.3)$$

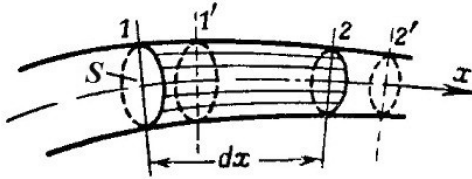


Рисунок 1.2.1. Трубка тока

1.3. Уравнение количества движения

В самом общем виде данное уравнение (закон сохранения импульса) записывается в следующей дифференциальной форме:

$$\rho \frac{D\vec{W}}{Dt} = \rho \vec{F} + \nabla \cdot \hat{\tau}. \quad (1.3.1)$$

Здесь полная производная по времени

$$\frac{D\vec{W}}{Dt} = \frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + (\vec{W} \cdot \nabla) \cdot \vec{W}.$$

$\vec{F}$ — плотность массовых сил, действующих на среду (обычно это гравитационные или инерционные силы), $\hat{\tau}$ — тензор напряжений. Для ньютоновских жидкостей он равен

$$\hat{\tau}_{ij} = -P\delta_{ij} + \mu \left[\left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \vec{W}) \right].$$

Здесь P — статическое давление в среде, μ — коэффициент динамической вязкости. Он впервые появляется в законе трения Ньютона. Для касательных напряжений на стенке, совпадающей с осью X , вдоль которой течет стационарный поток (рис. 1.3.1), закон трения Ньютона имеет вид

$$\tau_{yx} = \mu \frac{\partial W_x}{\partial y}.$$

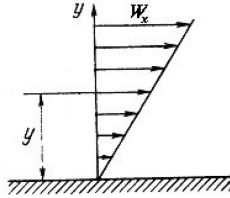


Рисунок 1.3.1. Эпюра скорости вязкого потока у стенки

В случае идеальной жидкости (вязкость $\mu = 0$, плотность $\rho = \text{const}$) уравнение (1.3.1) переходит в уравнение Эйлера:

$$\rho \frac{D\vec{W}}{Dt} = \rho \vec{F} - \nabla \cdot P. \quad (1.3.2)$$

В последующем мы достаточно часто будем использовать уравнение движения в простейшей форме для стационарного течения в канале постоянного сечения S :

$$(P_1 - P_2)S = G(W_2 - W_1) + F_{friction} + F_{mech}. \quad (1.3.3)$$

Здесь $F_{friction}$, F_{mech} – соответственно сила трения, действующая на боковые поверхности канала, и сила, с которой газ действует вдоль направления своего движения на машину внутри канала (лопатки компрессора и т. п.), получающую от газа техническую работу.

При отсутствии трения и совершения технической работы (1.3.3) сводится к соотношению

$$P_2 + \rho_2 W_2^2 = P_1 + \rho_1 W_1^2 = \text{const}. \quad (1.3.4)$$

1.4. Уравнение энергии

В самом общем виде данное уравнение (закон сохранения энергии) записывается в следующей дифференциальной форме:

$$\rho \frac{D \left(u + \frac{\vec{W}^2}{2} \right)}{Dt} = \rho \vec{F} \cdot \vec{W} + \nabla \cdot (\hat{t} \cdot \vec{W}) + \rho \cdot q. \quad (1.4.1)$$

Здесь u – удельная внутренняя энергия среды; q – массовая плотность источников тепла.

Однако использовать уравнение (1.4.1) в самом общем виде в данном курсе мы будем весьма редко. Значительно чаще нам потребуется уравнение энергии в стационарном случае. Последнее записывается обычно для элементарной струйки, рис. 1.2.1. Для входного (1–1') и выходного (2–2') сечений элементарной струйки, по которой за время dt проходит массовый расход газа $dG = \rho_1 W_1 S_1 dt = \rho_2 W_2 S_2 dt = idem$, общий баланс энергии в стационарном случае может быть записан в виде

$$dA + dQ = dE_K + dE_P + dE_T + dl + dl_{fric}. \quad (1.4.2)$$

Здесь dA – работа, совершаемая над газом; dQ – количество тепла, переданного газу извне; dl – механическая работа, совершаемая газом; dl_{fric} – работа сил трения; dE_K – изменение кинетической энергии; dE_P – изменение потенциальной энергии, если течение происходит в поле массовых сил; dE_T – изменение внутренней энергии. Изменение кинетической энергии:

$$dE_K = dG \frac{(W_2^2 - W_1^2)}{2}.$$

Изменение потенциальной энергии:

$$dE_P = dG g (z_2 - z_1).$$

Изменение внутренней энергии в случае постоянной изохорной теплоемкости C_V :

$$dE_T = dG (u_2 - u_1) = dG C_V (T_2 - T_1).$$

Работа, совершаемая над газом:

$$dA = A_2 + A_1.$$

Здесь A_1 – работа сжатия, совершаемая над газом при входе в трубку тока. Она положительна, так как газ сжимается:

$$A_1 = P_1 \frac{dG}{\rho_1}.$$

A_2 – работа расширения, совершаемая газом при выходе из трубки тока. Она отрицательна, так как газ расталкивает окружающую среду:

$$A_2 = -P_2 \frac{dG}{\rho_2}.$$

Таким образом,

$$dA = dG \left(\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_2}{\rho_2} \right).$$

В таком случае (1.4.2) можно записать в виде

$$dQ + dG \left(\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_2}{\rho_2} \right) = dl + dl_{fric} + dG \frac{(W_2^2 - W_1^2)}{2} + dGg(z_2 - z_1) + dG(u_2 - u_1).$$

Разделив левую и правую части на dG , получим соотношение, связывающее уже удельные величины (то есть отнесенные к 1 кг вещества):

$$Q + \frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_2}{\rho_2} = L + L_{fric} + \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + u_2 - u_1.$$

Выделение тепла Q в движущейся среде происходит вследствие двух различных процессов. Во-первых, некое количество тепла Q_{out} выделяется благодаря действию внешних факторов (нагрев стенок канала, протекание электрического тока и другие). Во-вторых, вследствие наличия трения, которое совершает работу L_{fric} , часть механической энергии переходит в тепловую: $Q_{fric} = L_{fric}$.

Учитывая, что удельная энтальпия вещества определяется как $h = u + \frac{P}{\rho}$, а для газа с постоянной теплоемкостью (наиболее часто рассматриваемый нами случай):

$$RT = \frac{P}{\rho}, u = C_v T,$$

где R – газовая постоянная, $C_p = C_v + R$ (формула Майера), уравнение энергии в стационарном случае принимает вид

$$Q_{out} - L = h_2 - h_1 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} + g(z_2 - z_1). \quad (1.4.3)$$

Для энергетически изолированных течений, когда среда не совершает механической работы и к ней не подводится тепло, а изменение

потенциальной энергии пренебрежимо мало (в газовых машинах это весьма частый случай), уравнение энергии принимает наиболее простой вид:

$$h_2 + \frac{W_2^2}{2} = h_1 + \frac{W_1^2}{2} = h_0 = \text{const.} \quad (1.4.4)$$

Величина h_0 называется *полной энтальпией* или, иначе, *энтальпией полного торможения*, так как соответствует термодинамической энтальпии газа после его полного адиабатического торможения. Соответствующая этому температура T_0 , которую принимает газ, называется *температурой полного торможения*.

Легко видеть, что для случая несжимаемой среды ($\rho = \text{const}$), когда при течении жидкости внутренняя энергия не меняет своего значения, закон *сохранения полной энтальпии* (1.4.4) сводится к известному *интегралу Бернулли*

$$P_2 + \frac{\rho W_2^2}{2} = P_1 + \frac{\rho W_1^2}{2} = \text{const.} \quad (1.4.5)$$

1.5. Предельная скорость движения газа. Число Маха и коэффициент скорости

Как уже было получено в предыдущем параграфе, для газового потока при отсутствии энергетического обмена с окружающей средой

$$h_0 = h + \frac{W^2}{2} = \text{const.} \quad (1.5.1)$$

В таком случае, если газ истекает через сопло, например в вакуум, из объема, где он покоится, и имеет температуру T_0 , то можно определить ту максимальную скорость, которую он способен приобрести. Так как давление и плотность газа в вакууме равны нулю, то газ, истекая в вакуум, адиабатически расширяется, а его температура падает до абсолютного нуля. Таким образом в вакууме для газа $P = 0$, $T = 0$, $\rho = 0$, а значит, и энтальпия $h = 0$. В соответствии с (1.5.1) получаем максимально возможную скорость истечения газа в вакуум:

$$W_{\text{max}} = \sqrt{2h_0}. \quad (1.5.2)$$

Для воздуха, так как у него $C_p = 1000 \text{ Дж/(кг·К)} = \text{const}$, формула упрощается:

$$W_{\max} = 44.8\sqrt{T_0}.$$

Для случая $T_0 = 300 \text{ К}$ получаем $W_{\max} = 776 \text{ м/с}$.

Для произвольного сечения сопла, в котором термодинамическая энтальпия газа равна h ,

$$\frac{h_0 - h}{h} = \frac{W^2}{2h}. \quad (1.5.3)$$

В случае идеального газа (постоянная теплоемкость), воспользовавшись формулой Майера $C_p = C_v + R$, вводя понятия показателя адиабаты $k = \frac{C_p}{C_v}$, скорости звука $a_s = \sqrt{kRT}$, числа Маха

$M = \frac{W}{a_s}$ (об этих величинах подробно будет говориться в следующей главе), вместо (1.5.3) получаем

$$\frac{T_0 - T}{T} = \frac{(k-1)}{2} M^2.$$

Отсюда получаем весьма полезную формулу, позволяющую найти температуру полного торможения газа

$$T_0 = T \left(1 + \frac{(k-1)}{2} M^2 \right). \quad (1.5.4)$$

Число Маха M выступает в данном случае в виде безразмерной скорости газового потока. В качестве масштаба скорости a_s используется скорость звука (скорость распространения слабых колебаний давления) в газе при его текущей температуре.

В случае $M < 1$ течение газа называется *дозвуковым*, $M > 1$ – *сверхзвуковым*, а при $M \sim 1$ течение именуется *трансзвуковым*. Следует отметить, что выбор в качестве масштаба скорости звука в газе при его текущей температуре далеко не всегда удачен. Например, в задаче об истечении газа в вакуум температура газа на выходе из сопла близка к нулю, $T \rightarrow 0$, а значит, что $a_s \rightarrow 0$, в то время как $M \rightarrow \infty$.

В такого рода задачах удобнее использовать масштаб скорости, который не зависит от конкретного рассматриваемого сечения. В качестве

такового используют скорость звука в газе в *критическом сечении сопла*. Критическим называется сечение, в котором скорость газа в точности равна скорости звука в нем, в этом сечении $M = 1$. Температура в этом сечении, в соответствии с (1.5.4), равна

$$T_{crit} = \frac{2}{(k+1)} T_0. \quad (1.5.5)$$

Скорость звука в критическом сечении a_{crit} определяемая через скорость звука при параметрах торможения $a_0 = \sqrt{kRT_0}$:

$$\frac{a_{crit}}{a_0} = \sqrt{\frac{T_{crit}}{T_0}} = \sqrt{\frac{2}{(k+1)}}.$$

Формулу (1.5.2) можно теперь записать в виде

$$W_{max} = a_0 \sqrt{\frac{2}{k-1}}.$$

Обезразмеренная на величину a_{crit} скорость газового потока называется *коэффициентом скорости λ* :

$$\lambda = \frac{W}{a_{crit}}. \quad (1.5.6)$$

Для максимальной скорости истечения коэффициент скорости, в отличие от числа Маха, конечен:

$$\lambda_{max} = \frac{W_{max}}{a_{crit}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}.$$

Связь между числом Маха и коэффициентом скорости взаимно однозначна:

$$M^2 = \frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}. \quad (1.5.7)$$

РАЗДЕЛ 2. ОДНОМЕРНЫЕ ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ

2.1. Звуковые волны. Скорость звука. Излучение звука

Найдем скорость распространения малых возмущений плотности и давления по газу (*скорость звука*). Рассмотрим *идеальный газ*, то есть подчиняющийся уравнению Клапейрона. Полагаем, что газ является *совершенным*, то есть его вязкость и теплопроводность пренебрежимо малы и их можно не учитывать. Полагаем также, что в рассматриваемом процессе газ является *баротропным*, то есть его давление является однозначной функцией его плотности $P(\rho)$. Баротропными, например, являются изотермический и адиабатический процессы. Для простоты будем рассматривать только пространственно одномерные процессы, полагая, что все параметры газа в рассматриваемой области меняются по времени и лишь по одной пространственной координате. В данном случае будем полагать, что этой координатой является декартова координата X , то есть все параметры изменяются только вдоль этой оси. Это означает, что все параметры газа сохраняют постоянные значения в плоскостях, параллельных плоскости, образуемой осями OY и OZ . Такие волны называются *плоскими волнами*.

Газ характеризуют параметры P , ρ , T – давление, плотность и температура соответственно, а также его макроскопическая скорость $\vec{W} = (W_x, W_y, W_z)$. В газе, в отличие от твердых тел, могут существовать только продольные волны [2], скорость газа в которых сосредоточена вдоль направления распространения волны (в данном случае – вдоль оси X), таким образом в газе только $W = W_x$ отлична от нуля.

Соответствующие уравнения сохранения имеют следующий вид.
Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho W) = 0. \quad (2.1.1)$$

Уравнение движения (в данном случае уравнение Эйлера):

$$\frac{\partial W}{\partial t} + W \frac{\partial}{\partial x} W = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} P. \quad (2.1.2)$$

В общем случае P , ρ , W – три неизвестные функции, и для нахождения решения уравнений (2.1.1), (2.1.2) необходимо добавить зависимость $P(\rho)$, а также выставить начальные и граничные условия.

Конец ознакомительного фрагмента.

Приобрести книгу можно

в интернет-магазине

«Электронный универс»

e-Univers.ru