

Г. Глауэрт

Основы теории крыльев и винта

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 656
ББК 39.1
Г11

Г11 **Г. Глауэрт**
Основы теории крыльев и винта / Г. Глауэрт – М.: Книга по Требованию, 2014. – 166 с.

ISBN 978-5-458-27921-5

Целью настоящей книги является дать в доступной форме студентам основные понятия по теории крыльев и гребного винта.

ISBN 978-5-458-27921-5

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | <i>Стр.</i> |
|---|-------------|
| Предисловие редактора | 3 |
| Предисловие автора | 4 |
| I. Введение | 7 |
| II. Уравнение Бернулли | 13 |
| III. Функция тока | 19 |
| IV. Циркуляция и вихрь | 29 |
| V. Потенциал скоростей и характеристическая функция | 39 |
| VI. Преобразование круга в профиль крыла | 46 |
| VII. Крыло в плоско-параллельном потоке | 61 |
| XIII. Вязкость и сопротивление | 72 |
| IX. Основания теории крыльев | 88 |
| X. Крыло в трехразмерном потоке | 98 |
| XI. Монопланное крыло | 101 |
| XII. Строение потока вблизи крыла | 114 |
| XIII. Биплан | 124 |
| XIV. Влияние трубы на модель крыла | 136 |
| XV. Гребной винт: теория идеального пропеллера | 143 |
| XVI. Теория элемента лопасти винта | 149 |
| XVII. Влияние аэродинамической трубы на винт | 158 |
| Предметный указатель | 162 |

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ ПРИ ССЫЛКАХ НА ЛИТЕРАТУРУ.

R&M —Reports and Memoranda of the Aeronautical Research Committee.

NACA —Reports of the National Advisory Committee for Aeronautics (U. S. A.).

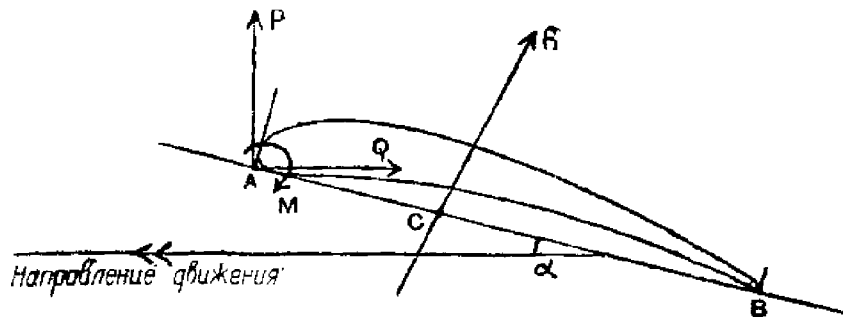
ZFM —Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt.

ZAMM Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik.

ГЛАВА I. ВВЕДЕНИЕ.

Всякое тело, движущееся в жидкости, испытывает со стороны последней некоторое сопротивление. Существуют однако такие формы тел, у которых составляющая силы сопротивления, перпендикулярная направлению движения, во много раз больше составляющей в направлении движения. В конструкции крыла аэроплана применяются именно такие формы тел.

Крыло имеет плоскость симметрии, проходящую через середину его размаха; вектор скорости движения и полная сила сопротивления обычно



Фиг. I.

лежат в этой плоскости. Сечение крыла плоскостью, параллельной плоскости симметрии, имеет удлиненную форму с передней закругленной и задней заостренной кромками. Обычно бывает возможно к нижней части абриса сечения крыла провести только одну двойную касательную; проекция сечения или профиля крыла на эту касательную называется хордой профиля. В случае если такой двойной касательной провести нельзя, то за хорду приходится принимать какую-либо другую линию; часто за нее принимается прямая, соединяющая центры кривизны передней и задней кромки профиля. Углом атаки α называется угол между хордой и направлением движения крыла. Центром давления C крыла называется точка пересечения направления полной силы сопротивления R с хордой профиля AB (фиг. 1).

Полную силу сопротивления крыла можно разложить на две составляющих: одну P , называемую подъемной силой, направленную перпендикулярно направлению движения, и другую— Q , называемую лобовым сопротивлением, направленную в сторону, противоположную движению. Полная сила сопротивления дает относительно точки A , лежащей у переднего края крыла, некоторый момент, принимаемый положительным, когда он дает увеличение углов атаки. Величина этого момента выражается следующим образом:

$$M = -AC(P \cos \alpha + Q \sin \alpha),$$

ВВЕДЕНИЕ

где AC —есть расстояние центра давления от передней кромки, измеряемое по хорде.

Полная сила сопротивления крыла данной формы при определенном угле атаки зависит главным образом от плотности ρ , скорости движения крыла относительно воздуха V и некоторой длины l , характеризующей размеры крыла. Эти три величины могут быть скомбинированы только единственным образом в виде $\rho l^2 V^2$, чтобы дать размерность силы. Безразмерные коэффициенты подъемной силы и лобового сопротивления получатся при делении величины соответствующей составляющей силы на это произведение. Таким образом подъемная сила и лобовое сопротивление крыла выразятся через соответствующие коэффициенты сопротивления следующим образом:

$$P = C_y \rho S V^2,$$

$$Q = C_x \rho S V^2,$$

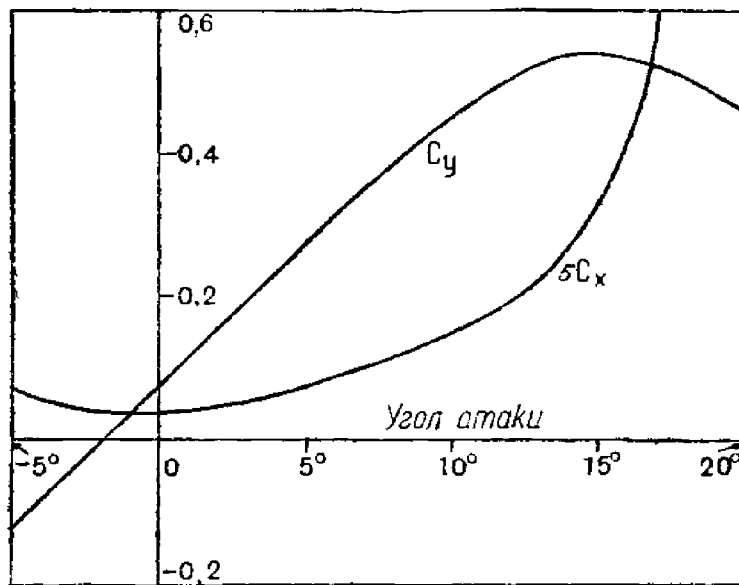
где S , называемое площадью крыла, есть максимальная проектированная площадь крыла, в случае прямоугольного крыла равная произведению ширины на размах. Соответствующее выражение для момента будет

$$M = C_m \rho S V^2 b,$$

где b —хорда крыла.

Приведенные выражения не являются единственными и часто сопротивление относят не к величине ρV^2 , а к гидродинамическому напору $\frac{1}{2} \rho V^2$, и тогда коэффициенты сопротивления будут иметь значения вдвое большие.

Коэффициенты подъемной силы и лобового сопротивления зависят от угла атаки крыла; фиг. 2 дает кривые этой зависимости для типичного крыла.



Фиг. 2.

Обычно масштаб для коэффициента лобового сопротивления принимают в 5 раз большим, чем для коэффициента подъемной силы. Коэффициент подъемной силы в некотором диапазоне углов атаки изменяется по линейному закону, достигая максимума при так называемом критическом угле атаки. На наиболее важном диапазоне летных углов атаки коэффициент подъемной силы представляется прямолинейной частью кривой, и на этом участке сила лобового

сопротивления мала сравнительно с подъемной силой, но при приближении к критическому углу атаки сила лобового сопротивления начинает быстро возрастать.

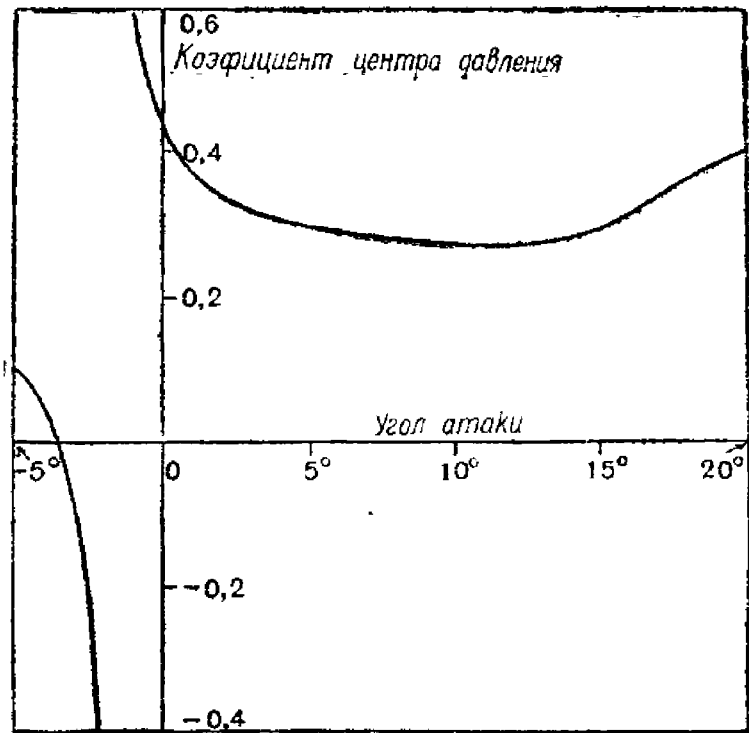
Фиг. 3 показывает изменение положения центра давления крыла в зависимости от угла атаки, причем расстояние центра давления от передней кромки выражается в долях хорды. Аналитически коэффициент центра давления можно выразить следующим образом:

$$\frac{AC}{AB} = \frac{C_m}{C_y \cos \alpha + C_x \sin \alpha} \approx \frac{C_m}{C_y}$$

Теория и эксперимент дают линейный закон изменения коэффициента момента с подъемной силой при углах атаки до критического. Центр давления обычно переходит назад с уменьшением угла атаки и стремится к бесконечности при отрицательных углах атаки, для которых величина $(C_y \cos \alpha + C_x \sin \alpha)$ равна нулю. В этом случае полная сила сопротивления крыла параллельна хорде. Соответствующий угол атаки приблизительно равен углу, при котором подъемная сила равна нулю.

Теория крыла своей главной целью имеет дать объяснение возникновения подъемной силы и силы сопротивления крыла при его движении, а также найти и величину этих сил; за последнее время была разработана удовлетворительная теория лишь для обычного диапазона летных углов ниже критического;

определение максимальной подъемной силы и соответствующего критического угла современные теории пока еще не дают, хотя некоторые успехи в изучении этого явления и достигнуты.



Фиг. 3.

1. РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ КРЫЛЬЕВ.

Возникновение подъемной силы крыла в значительной степени зависит от природы жидкости, и трудность создания удовлетворительной теории связана с определением в простой и удобной для математического анализа форме основных характеристик движения жидкости. Еще Ньютоном была сделана попытка развить теорию сопротивления плоской пластинки, движущейся под некоторым углом, принимая, что набегающий на пластинку поток жидкости состоит из большого числа твердых, неупругих частиц, которые, ударяясь о пластинку, теряют свою скорость, нормальную к ней. Масса жидкости, набегающая в единицу времени, под углом атаки α на пластинку, имеющую площадь S , равна $\rho SV \sin \alpha$, а скорость частиц жидкости, нормальная

к пластинке. равна $V \sin \alpha$; таким образом, сила сопротивления, нормальная к поверхности пластинки, будет иметь следующую величину:

$$R = \rho S V^2 \sin^2 \alpha.$$

Если принять, что частицы идеально упруги, то сила сопротивления будет вдвое больше; однако и в этом случае величина сопротивления при малых углах атаки получается меньше, чем дает опыт. Лучшие результаты по этой теории получаются для сопротивления плоской пластинки поставленной нормально к направлению движения.

Проще принимать жидкость за однородную среду, характерной особенностью которой является то, что в состоянии равновесия в ней не могут существовать тангенциальные усилия; в случае же движения друг относительно друга смежных слоев тангенциальные усилия имеют место. Эта особенность является следствием внутреннего трения или так называемой вязкости жидкости. Вязкость воздуха мала, и в большинстве случаев ею можно пренебрегать; однако иногда вязкость имеет чрезвычайно большое значение, и во всяком случае она оказывает определенное влияние на характер движения жидкости даже и тогда, когда движение происходит точно так же, как и в невязкой жидкости. Другой характерной особенностью жидкости является ее сжимаемость, которой можно пренебречь в случае капельной жидкости, но которая чрезвычайно важна для газа. Плотность воздуха, вообще говоря, следует рассматривать как функцию давления и температуры, но изменения давления в потоке жидкости около тела очень малы, и ими можно пренебречь, приняв плотность воздуха постоянной. Однако это допущение может быть принято лишь для скоростей потока ниже скорости звука. При скоростях порядка звуковой приходится принимать во внимание сжимаемость воздуха. Эти соображения повели к представлению о воздухе, как об идеальной жидкости, т. е. как о несжимаемой и невязкой среде. Теория движения жидкости—гидродинамика и аэродинамика—основывается главным образом именно на этом предположении, и получаемые отсюда выводы во многих случаях являются очень ценными. Однако теория идеальной жидкости приводит к парадоксальному заключению, что тело, движущееся в идеальной жидкости, не испытывает никакого сопротивления.

Гельмгольцем и Кирхгоффом была сделана попытка исправить это расхождение между теорией и практикой путем предположения, что поток около тела обтекает его с разрывом, образуя позади область покоящейся жидкости. Это предположение о разрыве потока было приложено к решению задачи об обтекании наклонной плоской пластинки в плоско-параллельном потоке, которая эквивалентна крылу бесконечного размаха¹; величина силы сопротивления, нормальной к плоскости пластинки, выражается в этом случае следующей формулой:

$$R = \frac{\pi \sin \alpha}{4 + \pi \sin \alpha} \rho S V^2.$$

Эта величина хорошо сходится с экспериментальными данными лишь для небольших углов атаки, а также для пластинки, поставленной нормально к направлению движения.

Подъемная сила также может быть получена и в идеальной жидкости при условии, если последняя будет циркулировать вокруг тела; современные теории крыльев и винта основаны как раз на этом предположении. Теория крыла бесконечного размаха, которая соответствует двухразмерному потоку, была впервые дана Кутта² и Жуковским³, а дальнейшее развитие ее

¹ См. Lamb, Hydrodynamics, § 73 и след.

² «Auftriebskräfte in strömenden Flüssigkeiten», Illust. aeronaut. Mitteilungen, 1902. «Ueber eine mit den Grundlagen des Flugproblems in Beziehung stehende zwei-dimensionale Strömung», Sitzb. d. k. Bayr. Akad. d. Wiss. 1910.

³ «Ueber die Konturen der Tragflächen der Drachenflieger», ZFM, 1910

для общего случая движения крыла в трехразмерном потоке, которое в общем сходится с предположениями Ланчестера¹, было сделано Прандтлем². Эта теория дает очень близкое совпадение с опытом; однако все же остается затруднение в объяснении возникновения циркуляции. В идеальной жидкости циркуляция возникнуть не может, и поэтому приходится предполагать, что она возникает в начале движения благодаря вязкости.

Общая теория крыльев указывает на существование силы лобового сопротивления (индуктивное сопротивление), связанного с подъемной силой крыла, но для двухразмерного потока индуктивное сопротивление равно нулю, и для объяснения наличия и в этом случае малой силы сопротивления (профильное сопротивление), которое получается в действительности, приходится опять обратиться к вязкости жидкости. В силу этого теория крыла основана на предположении, что воздух является идеальной жидкостью; вязкость же вводится лишь для объяснения возникновения циркуляции и существования профильного сопротивления.

2. СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА.

Несмотря на то, что при решении вопроса об обтекании тел в большинстве случаев сжимаемостью воздуха можно пренебрегать, плотность его, вообще говоря, является величиной переменной, зависящей от давления и температуры и подчиняющейся закону физики, выражаемому в следующем виде:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{T}{T_0},$$

где p — давление, ρ — плотность и T — абсолютная температура }

В атмосфере давление и плотность воздуха связаны с высотой следующим уравнением:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho;$$

чтобы определить все условия на любой высоте нужно знать также и соотношение между температурой и высотой. Это соотношение, вообще говоря, изменяется в разных местах земного шара и в разное время года. Как основа для сравнения, многими странами была принята стандартная атмосфера, которая определяется давлением на уровне моря в 760 мм при 15° С и температурным градиентом в 6 1/2°, т. е.

$$t = 15 - 0,0065 z,$$

где z — высота в метрах.

Этот закон падения температуры представляет собой средние температурные условия в Западной Европе и соблюдается вплоть до высоты, где температура перестает падать, приближаясь к изотермической зоне. Изменение давления, плотности и температуры с высотой для стандартной атмосферы дано в таблице 1.

Когда изменение давления воздуха происходит так быстро, что процесс обмена тепла между смежными частицами жидкости не успевает оказать заметного влияния, зависимость между давлением и плотностью определяется адиабатическим законом

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^k,$$

где k — отношение удельных теплот при постоянном давлении и объеме для воздуха, имеющее значение 1,408. Адиабатический закон имел бы место

¹ «Aerodynamics», 1907. Основы этой теории в сокращенной форме были доложены Ланчестером Бирмингемскому обществу натуральной истории и философии в 1894.

² «Tragflugeltheorie», Göttingen Nachrichten, 1918 и 1919 г. Теория несущего крыла. ГИИТ, 1931.

в атмосфере, если бы температурный градиент равнялся 10°C ; при больших значениях градиента атмосфера будет находиться в неустойчивом состоянии, что создаст конвекционные токи.

Таблица 1.
Стандартная атмосфера.

| Высота м | Давление $\frac{p}{p_0}$ | Плотность $\frac{\rho}{\rho_0}$ | Температура $^{\circ}\text{C}$ |
|-------------|-----------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| 0 | 1 | 1 | 15 |
| 1 000 | 0,887 | 0,907 | 8,5 |
| 2 000 | 0,784 | 0,822 | 2 |
| 3 000 | 0,692 | 0,742 | - 4,5 |
| 4 000 | 0,608 | 0,669 | -11 |
| 5 000 | 0,533 | 0,601 | -17,5 |
| 6 000 | 0,465 | 0,538 | -24 |
| 7 000 | 0,405 | 0,481 | -30,5 |
| 8 000 | 0,351 | 0,428 | -37 |
| 9 000 | 0,303 | 0,381 | -43,5 |
| 10 000 | 0,261 | 0,337 | -50 |

ГЛАВА II.

УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ.

1. ЛИНИИ ТОКА И УСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ.

Когда тело движется в жидкости с постоянной скоростью V в определенном направлении, условия обтекания его такие же, как и в случае неподвижного тела, на которое набегают равномерный поток жидкости со скоростью V . Во многих случаях удобнее изучать это движение во второй форме; таким образом мы будем рассматривать тело как неподвижное и определять движение жидкости относительно его. Представление о потоке вокруг тела в некоторый момент можно получить проводя линии тока; эти линии определяются из условия, что направление касательных к ним в любой точке совпадает с направлением движения частицы жидкости в той же точке. Вообще говоря, линии тока меняются со временем; таким образом линии тока не совпадают с траекториями частиц жидкости. Часто поток с течением времени не меняет своего вида, и скорость в некоторой точке пространства не меняется по величине и направлению. В этом случае движение жидкости около тела называется установившимся (стационарным), и линии тока совпадают с траекториями частиц жидкости. Линии тока, проходящие через точки весьма малой замкнутой кривой, образуют цилиндрическую поверхность, называемую трубкой тока; так как направление движения жидкости совпадает с направлением линий тока, то жидкость не протекает сквозь поверхность трубки тока. Поток около крыла или винта рассматривается почти всегда как установившийся, а жидкость, за некоторыми исключениями,—как несжимаемая и не имеющая вязкости (идеальная).

2. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ.

В случае установившегося движения легко вывести простое соотношение между давлением и скоростью в любой точке линии тока. Уравнение движения весьма малого элемента жидкости, образующего часть трубки тока, будет (фиг. 4)

$$\rho SV \frac{dV}{ds} = -S \frac{dp}{ds},$$

где S — площадь поперечного сечения трубки тока в рассматриваемой точке, а s — длина дуги, измеряемая вдоль трубки тока. Интегрируя вдоль трубки тока, получим в общем случае

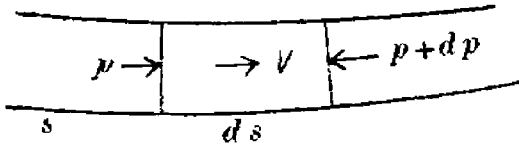
$$\frac{1}{2} V^2 + \int \frac{dp}{\rho} = \text{const},$$

а в случае несжимаемой жидкости

$$\rho + \frac{1}{2} \rho V^2 = H.$$

Последнее уравнение известно под именем уравнения Бернулли; величина H постоянна вдоль линии тока. Вообще говоря, H может иметь разные значения для разных линий тока; если же линия тока имеет начало в области постоянного давления и скорости, очевидно, что H имеет одно и то же значение во всех точках жидкости. Изменение величины H для различных линий тока, если оно имеет место, связано с завихренностью жидкости (см. уравнение Бернулли в гл. IV). Изменение величины H в реальной жидкости получается благодаря вязкости.

Уравнение Бернулли показывает, что давление жидкости тем больше, чем меньше скорость, и что H дает наибольшую величину давления, которое может получиться в какой-нибудь точке. Это максимальное давление всегда



Фиг. 4.

получается в той точке передней части тела, где скорость жидкости равна нулю, а поток разделяется, чтобы пройти по поверхности тела. Измерение скорости самолета основывается на этом результате, так как при помощи насадков измеряют разность между величиной H и давлением жидкости p . Насадок должен

быть установлен так, чтобы его ось была параллельна направлению линии тока; таким образом определяется относительная скорость. Однако эта скорость отличается от скорости самолета вследствие вызванного самолетом нарушения потока.

Площадь S поперечного сечения трубки тока связана со скоростью V условием, что величина ρVS должна быть постоянна, так как жидкость не проходит сквозь поверхность трубки тока. Таким образом для несжимаемой жидкости S обратно пропорционально V : трубки суживаются там, где скорость увеличивается. Однако скорость не может увеличиваться до бесконечности, так как давление становится отрицательным, когда скорость превы-

шает величину $\sqrt{\frac{2H}{\rho}}$, а в жидкости не могут получиться растягивающие

усилия. Чтобы получить эту предельную величину для воздуха в нормальных условиях, примем, что величина H равна нормальному атмосферному давлению ($10\,333 \text{ кг/м}^2$); получим для предельной скорости величину 470 м/сек . Эта величина больше скорости звука; предположение, что воздух можно рассматривать как несжимаемую жидкость, нарушается при значительно меньших скоростях.

3. СКОРОСТЬ ЗВУКА.

Если какое-нибудь возмущение, например внезапное возрастание давления, происходит в некоторой точке несжимаемой жидкости, то это возмущение мгновенно передается по всей массе жидкости; в сжимаемой жидкости возмущение передается в форме волны давления с определенной скоростью, называемой скоростью звука в жидкости.

Рассмотрим движение в одном измерении вдоль прямой трубы с постоянной площадью поперечного сечения S . Если ξ обозначает перемещение во время t частицы имевшей в спокойном состоянии координату x , то частицы, находившиеся в пределах от x до $x + dx$, будут лежать во время t в пределах

$$x + \xi \text{ и } x + \xi + \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right) dx.$$