

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова

МЕХАНИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА АЭРОМЕХАНИКИ И ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

по специальному практикуму для студентов 4-го курса

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ (СТЕПЕНИ) ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА
АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ ДВУМЯ СПОСОБАМИ ИЗМЕРЕНИЯ: ПЕРЕПАДОМ
ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ШАРА И ТЕРМОАНЕМОМЕТРОМ.

Цель работы - определить критическое число Рейнольдса $Re_{кр}$ и установить интенсивность турбулентности $\varepsilon\%$ потока аэродинамической трубы.

В результате эксперимента должен быть получен график зависимости безразмерного перепада давления

$$\bar{p} = \frac{p_{\infty} - p_g}{\frac{1}{2} \rho V_{\infty}^2} \quad (I)$$

(p_g - давление в донной части на поверхности шара, p_{∞} , V_{∞} соответственно статическое давление и скорость набегающего потока, ρ - плотность газа) от числа $Re = \frac{V_{\infty} \cdot d}{\nu}$ (d - диаметр шара и ν - коэффициент кинематической вязкости) и определено критическое число $Re_{кр}$, после чего по известной зависимости Драйдена $\varepsilon = f(Re_{кр})$ определяется интенсивность турбулентности потока аэродинамической трубы $\varepsilon\%$.

Кроме того, $\varepsilon\%$ измеряется с помощью термоанемометра при всех участвующих в эксперименте числах Re . Таким образом, устанавливается зависимость $\varepsilon\%$ от числа Re в потоке аэродинамической трубы и проверяется согласованность ("стыковка") результатов в определении $\varepsilon\%$ двумя различными способами.

Описание работы составил А.М.Комаров.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ТЕОРИИ ВОПРОСА.

I. Интенсивность турбулентности - одна из характеристик турбулентного потока.

Поток, набегающий на тело, обычно заполнен мелкими вихрями. В аэродинамических трубах источником таких вихрей являются различные элементы, находящиеся в потоке (спрямляющие решетки, лопатки колел и т.д.), а также сами стенки трубы.

При наличии мелких вихрей в потоке скорость его все время пульсирует (рис. I), т.к. несомые потоком разнообразные вихри, дискретные и континуальные, будут то увеличивать, то уменьшать местную скорость в зависимости от их направления вращения и положения относительно измерителя скорости потока (датчика). Обычные измерители (кроме доплеров- и термоанемометрических), применяемые при аэродинамических исследованиях, дают лишь осредненную по времени скорость потока.

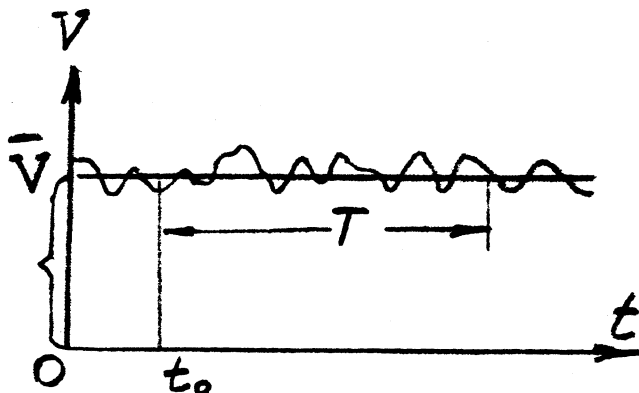


Рис. I Пульсация скорости потока в фиксированной точке пространства.

Для исследования развитого турбулентного течения, а также изменяющегося во времени возмущающего движения, наложенного на ламинарное течение, целесообразно представить каждую из составляющих скорости в виде суммы двух слагаемых: среднего значения, постоянного во времени, и отклонения от среднего значения. Такое отклонение от среднего значения, меняющееся во времени, называется пульсацией. То же самое целесообразно сделать и с давлением. Под средним значением

следует понимать среднее во времени значение рассматриваемой величины в фиксированной точке потока. Так, например, среднее значение \bar{u} для составляющей скорости u в направлении x получается следующим образом:

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(x, y, z, t) dt, \quad (2)$$

причем интегрирование необходимо выполнить для такого большого интервала времени T , чтобы \bar{u} не зависело от времени. При пульсациях в турбулентном течении, обладающих очень большой частотой, в общем случае для получения средних значений достаточно взять интервал времени порядка нескольких секунд. Движения, для которых существуют такие средние во времени значения, называются квазиустановившимися.

Пульсация составляющей скорости в направлении x , очевидно, будет $u - \bar{u}$. Будем обозначать ее через u' . Таким образом, разложив составляющие скорости на их средние во времени значения и на пульсации, мы будем иметь

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w' \quad (3)$$

Аналогично и для давления $p = \bar{p} + p'$.

В такой форме эти соотношения применяются для исследования развитых турбулентных течений, при выводе уравнений Рейнольдса, а также для изучения перехода из ламинарной формы течения в турбулентную.

При развитом турбулентном течении зависимость пульсаций от места и времени чрезвычайно сложная и в своих деталях пока совершенно неизвестна.

В настоящее время ее можно приближенно описать только посредством статистических соотношений.

В соответствии с определением пульсации, среднее от пульсации значение равно нулю, т.е.

$$\bar{u}' = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u' \cdot dt = 0; \quad \bar{v}' = 0; \quad \bar{w}' = 0; \quad \bar{p}' = 0. \quad (4)$$

В качестве меры пульсации обычно берется ее среднее квадратичное значение, например,

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u'^2 \cdot dt = \overline{u'^2} \quad (5)$$

Отношение $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$ называется относительной пульсацией скорости в направлении X . Обычно пульсации наблюдаются во всех трех направлениях. В таких случаях составляется среднее арифметическое из средних квадратических значений трех составляющих пульсаций, т.е. величина

$$\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (6)$$

Отношение этой средней пульсационной скорости к средней скорости течения, выражаемое обычно в %, называется интенсивностью турбулентности потока. Если направление средней скорости потока совпадает с направлением X (что можно всегда сделать соответствующим выбором системы координат), т.е., если $\bar{u} = V_\infty$, $\bar{v} = \bar{w} = 0$, то мы будем иметь интенсивность турбулентности

$$\varepsilon \% = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{V_\infty} \cdot 100\% \quad (7)$$

Интенсивность турбулентности $\varepsilon\%$ определяет первую статистическую характеристику турбулентного потока.

Вторая статистическая характеристика - линейная по размерности величина l , называемая масштабом турбулентности, определяет средний размер области возмущений и дает представление о пространственной структуре турбулентных возмущений. Например, если

$$l = \int_0^\infty R_\eta \cdot d\eta \quad , \quad (8)$$

где

$$R_\eta = \frac{\overline{u'_1 u'_2}}{\sqrt{\overline{u'^2}}_1 \cdot \sqrt{\overline{u'^2}}_2} \quad (9)$$

коэффициент корреляции между скоростями пульсаций u'_1 и u'_2 в точках M_1 и M_2 , находящихся на оси Oy на расстоянии $\eta = y_2 - y_1$, то это будет средний размер (в направлении оси Oy) области статистически связанных между собой пульсаций скорости u' (поперечный масштаб турбулентности).

И третья характеристика турбулентности - функция $F(n)$ распределения кинетической энергии пульсаций по частотам n этих пульсаций во времени. Величина $F(n) \cdot dn$ определяет долю энергии пульсаций с частотой, лежащей в интервале $(n, n + dn)$, в общей, отнесенной к единице массы осредненной энергии пульсационного движения, распределенной по всем частотам с плотностью $F(n)$. Из определения функции распределения следует, что

$$\int_0^{\infty} F(n) dn = 1 \quad (10)$$

Исследования показали, что в обычных аэродинамических трубах интенсивность турбулентности потока колеблется в пределах 0,1 - 2 %, но в специальных трубах может доводиться до величин, как на порядок **меньше**, так и **больше**. Турбулентность естественного атмосферного воздуха на высоте нескольких сот метров равна $\varepsilon \approx 0,02\%$.

2. Влияние интенсивности турбулентности потока на аэродинамические характеристики и характер обтекания различных тел.

Несмотря на свою, казалось бы, малую величину интенсивность турбулентности ε потока в трубе сильно влияет на характер обтекания а следовательно, и на аэродинамические характеристики различных тел. Это связано с тем, что при увеличении ε ламинарная часть пограничного слоя на теле резко сокращается, так как ламинарный пограничный слой мало устойчив, и начальная турбулентность потока его легко "раскачивает". Внутри прилегающего к телу пограничного слоя, где резко тормозится внешнее течение вязкой жидкости или газа поверхностью тела (от наибольшего значения вне слоя до нуля на самой поверхности

происходит переход из ламинарной (слоистой) формы течения в турбулентную - с пульсациями скорости во всех направлениях, наложенными на основное направленное течение. Поперечные пульсации приводят к увеличению крутизны ("наполненности") профиля скорости пограничного слоя у стенки в сравнении с ламинарным, и поэтому

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \right)_{\text{турб}} \gg \left(\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \right)_{\text{лам}} . \quad (\text{II})$$

Здесь $u(y)$ - компонента скорости в пограничном слое, параллельная поверхности тела, координата y имеет начало в точке на поверхности и направлена по внешней нормали.

Одной из основных аэродинамических характеристик обтекаемого потоком тела является его полное лобовое сопротивление X , т.е. проекция главного вектора системы всех аэродинамических сил, действующих на тело, на направление средней скорости V_∞ невозмущенного телом потока. Обычно вместо силы X рассматривают безразмерную величину

$$C_x = \frac{X}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 \cdot S} , \quad (\text{I2})$$

где S - характерная для данного тела площадь.

Элементарную аэродинамическую силу, действующую на элемент поверхности тела $d\sigma$, можно разложить на две компоненты, одна из которых направлена по нормали, а другая - в касательной плоскости к поверхности тела в рассматриваемой точке: это будут соответственно элементарные силы давления p и трения τ . Интеграл по всей поверхности Σ тела от проекций всех элементарных сил давления на направление V_∞ есть сопротивление давления (или формы) X_d тела:

$$X_d = \int_{\Sigma} p \cdot \cos(n, \hat{V}_\infty) d\sigma . \quad (\text{I3})$$

Аналогично, сопротивление трения X_T - есть интеграл по безотрывно обтекаемой части Σ' поверхности тела

$$X_T = \int_{\Sigma'} \tau \cdot \cos(\tau, \hat{V}_\infty) d\sigma, \quad (I4)$$

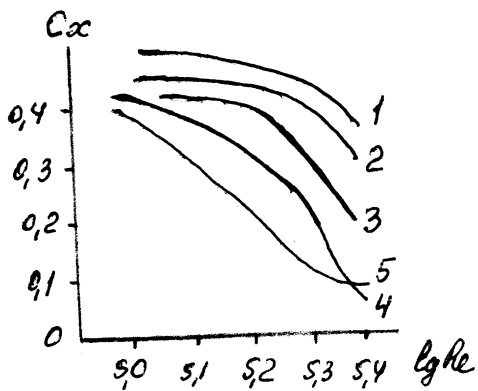
так что $X = X_d + X_T$. По закону трения Ньютона величина τ в точке на поверхности тела на единицу площади

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (I5)$$

где μ - коэффициент динамической вязкости. В силу указанных выше особенностей профиля скорости в турбулентном пограничном слое имеет место (II) и поэтому X_T с увеличением ε сильно возрастает.

Таким образом, для тел, у которых главной составляющей лобового сопротивления является трение, а не сопротивление, вызываемое силами давления, возрастание интенсивности турбулентности потока увеличивает коэффициент общего лобового сопротивления C_x . К таким хорошо обтекаемым телам относятся пластинки, поставленные плоскостью по потоку, а также, при малых углах атаки, фюзеляжи и крылья самолетов, корпуса ракет, дирижаблей, кораблей и т.п. У таких тел трение достигает 70-80 % от общего сопротивления.

Не всегда, однако, возрастание интенсивности турбулентности потока увеличивает сопротивление тела. У тел, сопротивления которых зависит, главным образом, от распределения давлений (сопротивления формы X_d), в турбулентном потоке иногда создается меньшее сопротивление, чем в ламинарном. Это справедливо, в основном, для так называемых "плохообтекаемых" тел с гупой кормовой частью. Классическим примером таких тел является шар. Его коэффициент C_x сильно зависит от числа Рейнольдса и интенсивности турбулентности ε (см. рис. 2).



1 -	ϵ	= 0,5 %
2 -	ϵ	= 1,0 %
3 -	ϵ	= 1,2 %
4 -	ϵ	= 1,6 %
5 -	ϵ	= 2,3 %

Рис.2. Зависимость C_x шара от чисел Re и ϵ .

При рассмотрении зависимости коэффициента лобового сопротивления C_x от числа Re для какого-нибудь плохообтекаемого тела, например, цилиндра или шара, можно заметить, что существует такое значение (критическое) числа Рейнольдса $Re_{кр}$, вблизи которого происходит резкое уменьшение сопротивления. Величина $Re_{кр}$ сильно зависит от интенсивности турбулентности набегающего потока. На рис.2 приведены кривые $C_x(Re)$ для шара, помещенного в аэродинамические трубы с различной величиной ϵ ; на рисунке изображены лишь те участки кривых сопротивления, где происходит указанное резкое падение сопротивления. Разница между кривыми настолько отчетлива, что по значению $Re_{кр}$ можно судить об интенсивности турбулентности потока в трубе. Для определения величины $Re_{кр}$ условимся полагать

$$Re = Re_{кр} \quad \text{при} \quad C_x = 0,3 \quad (16)$$

Чем менее турбулентен поток в трубе, тем выше величина $Re_{кр}$, достигаемая при измерениях сопротивления шара в этой трубе. Так, кривая 1 ($Re_{кр} = 2,7 \cdot 10^5$) соответствует опытам в аэродинамической трубе при $\epsilon = 0,5\%$; кривая 5 ($Re_{кр} = 1,25 \cdot 10^5$) соответствует потоку при $\epsilon = 2,3\%$.

Для объяснения этого резкого уменьшения сопротивления тела необходимо иметь в виду, что возникновение турбулентности при обтекании

тел вязкой жидкостью может проявляться не только в виде турбулизации пограничного слоя, но и в виде образования турбулентного следа за телом в результате отрыва от его поверхности макроскопических вихрей.

Образование турбулентного следа обычно бывает связано с тормозящим действием положительного продольного градиента давления в обтекающем потоке. Рассмотрим течение около тела с тупой кормовой частью, например, обтекание прямого круглого цилиндра потоком без циркуляции, перпендикулярным к оси цилиндра (см. рис.3, на котором изображено обтекание верхней части цилиндра). Вне пограничного слоя жидкость можно считать идеальной, а ее движение - безвихревым. Линии тока этого потенциального движения более всего сгущаются над верхней точкой цилиндра (точка С), где, следовательно, касательная скорость u достигает максимума. Вследствие известного уравнения Бернулли

$$\frac{u^2}{2} + \frac{P}{\rho} = Const \quad (17)$$

давление над точкой С во внешнем потоке достигает минимума, так

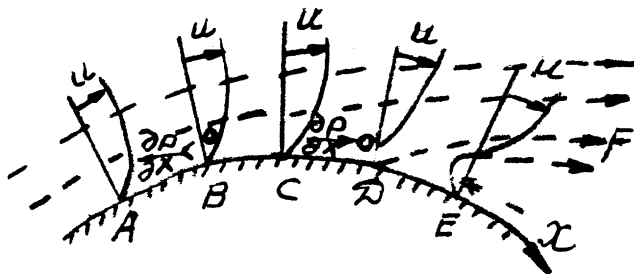


Рис.3. Схематическая форма линий тока (пунктир) и профилей скорости (сплошные линии) над различными точками при обтекании прямого цилиндра.

что на участке AC оно падает, а на участке CE возрастает. Такие же изменения давления вдоль поверхности тела имеют место и в пограничном слое, т.к. поперек пограничного слоя давление почти не меняется.

Следовательно, на участке CF жидкость в пограничном слое должна двигаться по направлению возрастания давления, что приводит к её торможению. Наиболее сильно это торможение сказывается, конечно, на частицах жидкости, движущихся около самой поверхности цилиндра, т.е. обладающих наименьшей скоростью. В некоторой точке \mathcal{D} вниз по потоку от точки C эти частицы останавливаются, а за точкой \mathcal{D} даже двигаются вспять по сравнению с более удаленными от поверхности цилиндра и поэтому еще не заторможенными частицами. Образующийся у поверхности тела за точкой \mathcal{D} возвратный поток оттесняет внешнее течение от поверхности цилиндра - происходит, как говорят, отрыв пограничного слоя от обтекаемой поверхности с образованием в жидкости поверхности раздела $\mathcal{D}F$. Ясно, что если только скорость U внешнего потока достаточно быстро убывает за точкой C , то такой отрыв пограничного слоя обязательно будет иметь место.

Если даже пограничный слой до отрыва был ламинарным, то после отрыва он ведет себя как свободная струя в затопленном пространстве и быстро становится турбулентным (при заметно меньших Re , чем не отрывавшийся пограничный слой, т.к. наличие стенки действует на течение стабилизирующим образом). Поверхность раздела $\mathcal{D}F$, являющаяся поверхностью тангенциального разрыва скоростей, весьма неустойчива и быстро свертывается в один или несколько дискретных свободных вихрей. В области $F\mathcal{D}E$ за поверхностью раздела около цилиндра образуется крупный дискретный свободный вихрь, второй такой же вихрь с противоположной по знаку циркуляцией образуется в нижней части цилиндра. Такие вихри попеременно отрываются от поверхности цилиндра, формируются, уносятся вниз по течению и постепенно рассеиваются; на их месте образуются новые вихри. Такой же характер обтекания справедлив для всех тел с затупленной кормовой частью, в частности, все рассуждения, проведенные здесь для кругового цилиндра, сохраняются и для меридианного сечения шара. Однако, картина вихреобразования в кормовой части

за шаром будет более сложной. То же получается и у пластинки конечной толщины, расположенной по потоку, и у других тел с тупой задней кромкой.

В результате за телом образуется турбулентный след, в котором движение является завихренным. Картина течения становится совершенно иной; полностью изменяется и распределение скоростей по сравнению с тем распределением, которое имеет место при идеальном обтекании, в завихренной зоне позади кормовой части тела давление сильно понижено по сравнению с давлением в невозмущенном течении (см. рис. 4, на котором приведено распределение давления по шару при различных режимах обтекания).

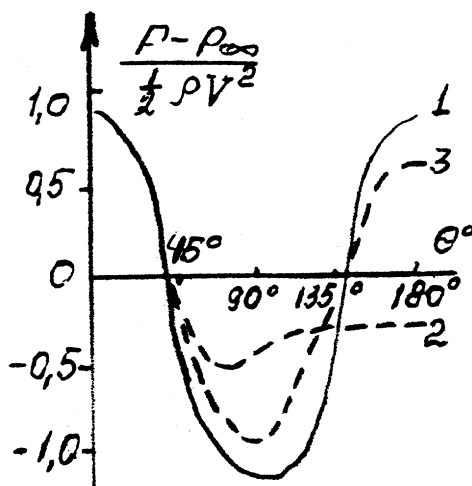


Рис. 4. Распределение давления по шару при различных режимах обтекания.

1 - идеальное обтекание

2 - ламинарный отрыв

$$Re = 1,7 \cdot 10^5 ; \quad C_x = 0,48$$

3 - турбулентный отрыв

$$Re = 4,6 \cdot 10^5 ; \quad C_x = 0,12$$

Наличие значительной диссипации энергии во всем объеме турбулентного следа, а также образование поверхности раздела при отрыве пограничного слоя и понижение давления в кормовой части приводят к тому,

что тела, при обтекании которых возникает отрыв пограничного слоя, оказывают большое сопротивление (формы) набегающему потоку. При этом сопротивление X , вообще говоря, будет тем меньше, чем уже турбулентный след, т.е. чем дальше на поверхности тела расположена точка отрыва.

Возможность отрыва пограничного слоя всегда существует в областях возрастания давления и при том тем большая, чем резче происходит возрастание давления. Следовательно, возможность отрыва особенно велика при обтекании тел с тупой кормовой частью. С этой точки зрения понятно, почему для тонкого тела, почти вся поверхность которого очерчена одной поверхностью тока, наблюдаемое в действительности распределение давления почти совпадает с распределением давления, вычисленным по теории идеального (без трения) обтекания. При обтекании такого тела возрастание давления по мере приближения к кормовой части происходит столь постепенно, что пограничный слой не отрывается от тела. Вследствие этого сопротивление давления такого тела небольшое, и полное сопротивление состоит в основном из сопротивления трения и поэтому остается малым.

В точке отрыва градиент скорости в направлении, перпендикулярном к стенке, равен нулю (см. рис. 3), т.е.

$$\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0. \quad (18)$$

Таким образом, напряжение трения τ в точке отрыва отсутствует (упомянутый выше закон Ньютона для определения τ , очевидно, справедлив только на обтекаемой без срыва части поверхности тела). Положение точки отрыва на поверхности обтекаемого тела теоретически может быть определено только посредством точного расчета, а именно путем интегрирования уравнений пограничного слоя.

Для плохообтекаемых тел при достаточно больших числах Рейнольдса, при которых, однако, пограничный слой до точки отрыва остается лами-

нарным, коэффициент сопротивления C_x большой (для шара, например, $C_x \approx 0,48$) и слабо зависит от Re , т.к. положение точки отрыва определяется соотношением $\frac{\partial u}{\partial y} / y=0 = 0$ и, вообще говоря, от числа Re не зависит. Однако, при достижении чисел Рейнольдса, при которых пограничный слой турбулизируется до точки отрыва ламинарного пограничного слоя, точка отрыва пограничного слоя перемещается вниз по течению, при этом турбулентный след заметно сужается, и сопротивление тела резко (в несколько раз) уменьшается. Это явление, называемое кризисом сопротивления, объясняется тем, что перенос импульса внутри пограничного слоя при его турбулизации резко возрастает; на границе турбулентного пограничного слоя происходит энергичное перемешивание между частицами этого слоя и внешнего потока. Следовательно, увлечение жидкости в пределах пограничного слоя внешним потоком существенно усиливается, и жидкие частицы в пограничном слое продвигаются в направлении роста давления дальше, чем в случае ламинарного пограничного слоя. При таком смещении точки отрыва картина распределения давления по поверхности тела становится более благоприятной (см. рис. 4 для шара) и приближается к картине обтекания идеальной жидкостью. При этом, несмотря даже на то, что сопротивление трения χ_T о поверхность тела в турбулентном пограничном слое будет повышенным, происходит кризис полного сопротивления C_x .

Кризис сопротивления при обтекании шара впервые наблюдался Эйфелем (1912 г.). Переход от больших сопротивлений к малым происходит в этом случае при значениях числа Re , близких $3 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$; коэффициент сопротивления C_x при этом падает, примерно, от 0,5 при $R = 10^5$ до 0,1 при $R = 10^6$. Аналогично ведет себя коэффициент C_x и для круглого цилиндра.

Из сказанного выше ясно, что кризис сопротивления наступает тем раньше, чем выше интенсивность турбулентности $\varepsilon\%$ (возмущенности)

набегающего потока, т.е. чем меньше критическое число Рейнольдса для перехода к турбулентному режиму в пограничном слое. Это наглядно подтверждается известным опытом Прандтля (1914 г.), который добивался перехода через кризис сопротивления при обтекании шара, надевая на шар проволочное кольцо (рис. 5), т.е. создавая в потоке дополнительные возмущения, турбулизирующие пограничный слой.

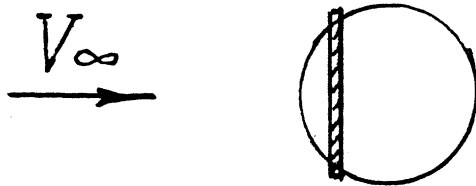


Рис. 5. Шар с проволочным кольцом.

Шар очень чувствителен к интенсивности турбулентности $\varepsilon\%$ набегающего потока (см. рис.2), поэтому им пользуются как измерителем интенсивности турбулентности в аэродинамических трубах. Представленные на рис.2 графические результаты для шара можно перестроить в виде $\varepsilon\% = f(Re_{кр})$, где $Re_{кр}$ - есть число Рейнольдса, при котором $C_x = 0,3$. Такая кривая (полученная впервые Драйденом) оказывается монотонной и на нее удовлетворительно ложатся все опыты в различных трубах. На рис. 6 ^{эта} приведена зависимость.

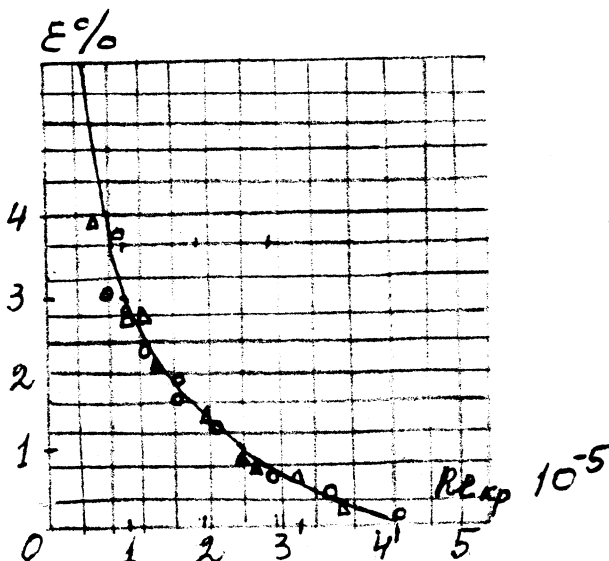


Рис. 6. Зависимость $\varepsilon\%$ от $Re_{кр}$ для шара; показаны экспериментальные точки различных аэродинамических труб.

Для нахождения интенсивности турбулентности во вновь построенной трубе необходимо на аэродинамических весах определить там сопротивление шара при различных скоростях и построить кривую $C_x = f(Re)$. Найдя $Re_{кр}$, при котором $C_x = 0,3$, можно по графику на рис.6 определить в трубе величину интенсивности турбулентности потока ϵ %.

$Re_{кр}$ можно определить также по методу измерения перепада давления на поверхности шара. Как видно из рис.4, давление в срывной зоне за шаром P_g остается постоянным (при фиксированном числе Re), и величина его вполне определенным образом зависит от режима обтекания. Экспериментально установлено, что в достаточно широком интервале чисел Re для шара значению $C_x = 0,3$ с большой степенью точности соответствует отношение перепада давлений между передней критической точкой P_n и срывной зоной за шаром P_g к скоростному напору

(19)

$$\frac{P_n - P_g}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2} = 1,22.$$

Вместо давления в донной части на поверхности шара P_g можно измерять давление на державке вблизи шара на расстоянии 2-3 мм за ним. Иногда вместо указанного выше перепада давлений рассматривают величину

$$\bar{p} = \frac{P_\infty - P_g}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2}, \quad (20)$$

где P_∞ - статическое давление набегающего потока. При этом значению $C_x = 0,3$, очевидно, будет соответствовать $\bar{p} = 0,22$. В этом случае вместо $C_x = f(Re)$ строят кривую $\bar{p} = f(Re)$ и в качестве $Re_{кр}$ берут то значение Re , при котором $\bar{p} = 0,22$.

При тщательном проведении опытов с шарами критические числа Re , найденные весовым способом по значению $C_x = 0,3$ и методом давлений по значению $\bar{p} = 0,22$ (или 1,22), отличаются между собой незначительно: на $5 \cdot 10^3 \pm 5 \cdot 10^4$ при $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$.

Критическое число Рейнольдса для шара в условиях атмосферной турбулентности по опытам, проведенным в полете, равно $\sim 4,05 \cdot 10^5$.

Для хороших труб $Re_{кр} = 3,6 \cdot 10^5 + 3,75 \cdot 10^5$ ($\varepsilon \% \approx 0,3 + 0,2 \%$).

В последние годы при тщательных экспериментах в трубах с низкой интенсивностью турбулентности было замечено, что найденное по шару значение $\varepsilon \%$ зависит от диаметра шара и размера рабочей части трубы. Чем больше диаметр шара при заданном диаметре рабочей части, тем больше найденное по нему значение $\varepsilon \%$, что соответствует большему интервалу частот пульсаций скорости, "улавливаемых" шаром. Так, шар $d \approx 300 - 350$ мм охватывает весь интервал пульсаций и дает наибольшее значение $\varepsilon \%$, шар $d = 100$ мм дает уменьшенное значение $\varepsilon \%$, соответствующее интервалу пульсаций от 1000 - 2000 гц и выше.

Следует иметь в виду, что спектр пульсаций скорости потока охватывает весьма широкий интервал частот: от единиц до сотен тысяч герц. Однако определяющими интенсивности турбулентности являются низкие частоты. Поэтому при определении $\varepsilon \%$ с помощью шара необходимо вводить поправку $\Delta \varepsilon \%$ на отношение его диаметра к диаметру рабочей части.

Наиболее точной для определения интенсивности турбулентности является следующая зависимость

$$\varepsilon \% = \frac{5}{(10^{-5} \cdot Re_{кр})^{0,65}} - \left(1,625 + 3,27 \frac{d}{D}\right), \quad (21)$$

где d - диаметр испытанного шара, а D - эквивалентный диаметр рабочей части трубы (диаметр круга, площадь которого равна площади рабочей части трубы). Эта зависимость была получена путем обработки многочисленных экспериментов в лаборатории аэродинамики НИИ механики МГУ и является в настоящее время общепризнанной [4].

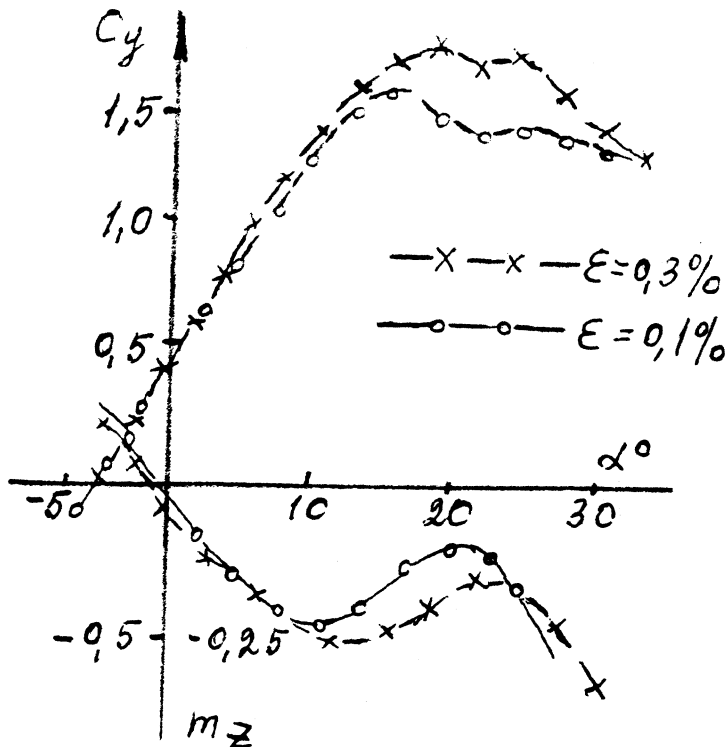


Рис. 7. $C_y, m_z (\alpha, \epsilon\%)$ для модели самолета со стреловидным крылом.

Интенсивность турбулентности потока влияет и на такие аэродинамические характеристики, как коэффициент подъемной силы $C_y \max$ и коэффициент продольного момента m_z . На рис. 7 даны значения $C_y = f(\alpha)$ и $m_z = f(\alpha)$ для самолетов со стреловидным крылом при различных $\epsilon\%$. Как видно из диаграммы, на больших углах атаки большей интенсивности турбулентности соответствует большее значение коэффициента $C_y \max$ и m_z . Это объясняется тем, что на больших углах атаки при большей величине $\epsilon\%$ обтекание верхней поверхности крыла более плавное (тот же эффект, что и при обтекании шара). Такой же эффект возрастания $C_y \max$ дает и увеличение числа Рейнольдса.

Учитывая значительное влияние турбулентности потока в аэродинамических трубах на результаты опытов в них и то, что современные формы летательных аппаратов весьма совершенны, а сопротивление трения для них играет существенную роль, стремятся получить в трубах интен-

сивность турбулентности потока, близкую к атмосферной.

3. Измерение интенсивности турбулентности термоанемометром.

Современная измерительная техника дает пути изучения внутренней структуры турбулентных течений. Сюда входит прежде всего непосредственная скоростная фото-киносъемка визуализированных водяных потоков, позволяющая получить картину линий тока, измерить среднюю интенсивность пульсаций скорости и другие статистические характеристики. В воздушных потоках с наибольшим успехом используется метод тепловой анемометрии, основанный на эффекте охлаждения потоком тонкой короткой платиновой нити, разогреваемой электрическим током. В равновесном состоянии по электрическому сопротивлению нити можно судить об осредненной скорости потока V_{∞} . По отклонениям от равновесия в компенсационной схеме (колебаниям шлейфа осциллографа, помещенного в нулевую ветвь моста Уитстона) можно судить об интенсивности пульсаций скорости в потоке и записать эти пульсации в некотором масштабе. Используя разнообразные выходные электрические приборы и дополнительные к ним схемы, можно непосредственно регистрировать средние квадратичные значения пульсаций скорости и определить интенсивность турбулентности ε % набегающего потока.

Рассмотрим принципиальную схему устройства и работы термоанемометра. Теплоотдача H за единицу времени и на единицу длины нагретой круглой тонкой проволоки, расположенной перпендикулярно к направлению средней скорости потока V_{∞} , выражается в виде

$$H = k(T - T_0) \left[1 + \sqrt{\frac{2\pi\rho C_v d V_{\infty}}{k}} \right], \quad (22)$$

где ρ , k и C_v - соответственно плотность, теплопроводность и теплоемкость газа при постоянном объеме, d - диаметр проволоки,

T и T_0 - температуры проволоки и газа. В том случае, когда проволока с сопротивлением Z_{em} накаливается электрическим током силой

i ампер, то при стационарных условиях

$$H = 0,24 i^2 \tau. \quad (23)$$

При постоянных ρ , C_v , K , d из (22) и (23) получаем:

$$i^2 \tau = (T - T_0) \cdot (a \sqrt{V_\infty} + b). \quad (24)$$

Это соотношение между силой нагревающего тока, сопротивлением проволоки (следовательно, ее температурой) и скоростью потока является основным в работе термоанемометра. Из (24) следует, что при $\tau = const$ будет $i = f(V_\infty)$, а при $i = const$ будет $\tau = f(V_\infty)$.

В соответствии с этим существуют две схемы измерительной части термоанемометров.

В обоих случаях основой электрических схем является мост Уинстона (рис. 8).

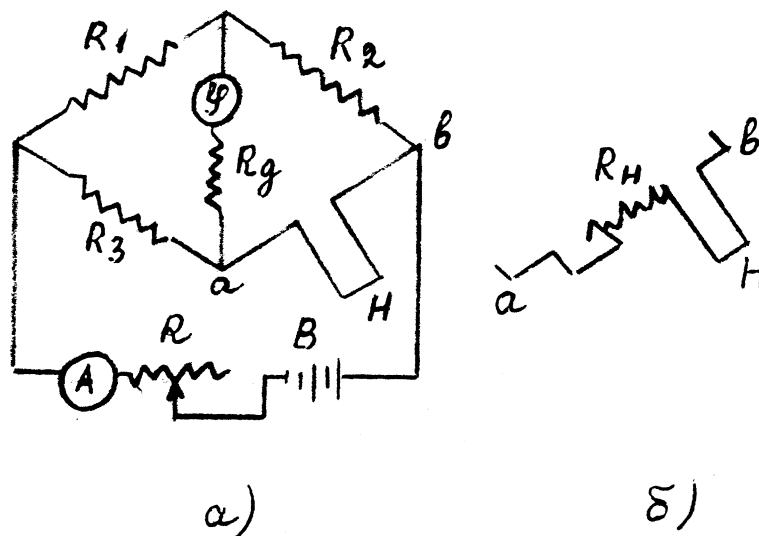


Рис. 8. Схема моста Уинстона к термоанемометру для измерения величины средней скорости потока V_∞ .

а) с постоянным сопротивлением, б) с постоянной силой тока.

В одно из плеч моста включается насадок (датчик) H термоанемометра; три остальных плеча моста R_1 , R_2 и R_3 представляют декад-ные сопротивления, не зависящие от температуры. В диагональ моста

включен гальванометр \mathcal{G} последовательно с сопротивлением R_g . Во внешнюю цепь моста, кроме батареи B , включено регулируемое сопротивление R и амперметр A . Насадок H представляет собой тонкую платиновую нить ($d = 0,005 \pm 0,02$ мм), натянутую на концах металлической вилки с выведенными от них проводами, проходящими внутри ручки насадка.

Мост балансируется при $V_\infty = 0$ (или при некоторой ^{постоянной} величине V_∞). Условием баланса является отсутствие тока в диагонали моста, о чем можно судить, следя за показаниями гальванометра \mathcal{G} . Как известно, условием равновесия моста будет соотношение

$$R_1 \cdot R_H = R_2 \cdot R_3 \quad (25)$$

где R_H - сопротивление на участке ab .

Если насадок термоанемометра ввести затем в поток иной скорости, то вследствие изменения теплоотдачи проволоки насадка, равновесие моста нарушается. Его можно восстановить, следя за показаниями гальванометра \mathcal{G} , либо посредством регулирования силы тока накала проволоки насадка, либо изменением сопротивления ветви мостика, включающей насадок H . В первом случае (рис. 8а) ток регулируется при помощи сопротивления R ; при этом температура (и сопротивление) проволоки насадка принимает прежнее значение, и, таким образом, получаем термоанемометр с постоянным сопротивлением (температурой) насадка. Во втором случае изменение сопротивления проволоки насадка компенсируется при помощи сопротивления R_H (рис. 8б), включенного последовательно в одну ветвь мостика с насадком H ; при этом восстанавливается полное сопротивление этой ветви моста, и следовательно, мы имеем термоанемометр с постоянной силой тока.

В первом случае - методе постоянного сопротивления нити насадка величина изменения силы тока, необходимая для восстановления равновесия моста, пропорциональна изменению скорости. Необходимая для

определения скорости зависимость $V_{\infty} = V_{\infty}(i)$ определяется путем предварительной тарировки прибора. Этот метод по сравнению с методом постоянной силы тока более предпочтителен, т.к. он гарантирует нить от перегорания при внезапных изменениях скорости потока.

Применение термоанемометров весьма сложно и требует точного и тщательного экспериментирования. Однако они дают возможность произвести важные измерения, которые трудно или невозможно сделать другими способами.

Это, в первую очередь, исследование структуры потока в пограничном слое, исследование вихрей, изучение неустановившихся турбулентных движений и т.д. Основное затруднение в применении термоанемометров связано с необходимостью усиления малых сигналов (10 - 100 милливольт), соизмеримых с уровнем собственных шумов усилителя. На рис. 9 дана схема термоанемометра фирмы "DYSA Elektronik", работающего по методу постоянной температуры (сопротивления) нити. Диапазон его рабочих частот (то 0 до 50 кГц) делает его особенно удобным для анализа пульсаций скорости как в свободном потоке, так и за различными телами, т.к. обычные размеры тела велики и абсолютные значения основных частот пульсаций не превосходят десятков герц. Указанный термоанемометр позволяет измерять как среднюю скорость потока V_{∞} с точностью до $\sim \pm 1\%$, так и среднеквадратичное значение величины турбулентных пульсаций скорости, равное $\varepsilon > 0,1\%$.

В работе схемы термоанемометра DYSA заложен принцип поддержания постоянной температуры и, следовательно, сопротивления нити (проволоки) датчика с помощью усилителей. Измеряется по сути дела мощность, необходимая для поддержания постоянной температуры датчика. Усилители имеют высокую чувствительность для измерения достаточно слабых сигналов изменения напряжения.

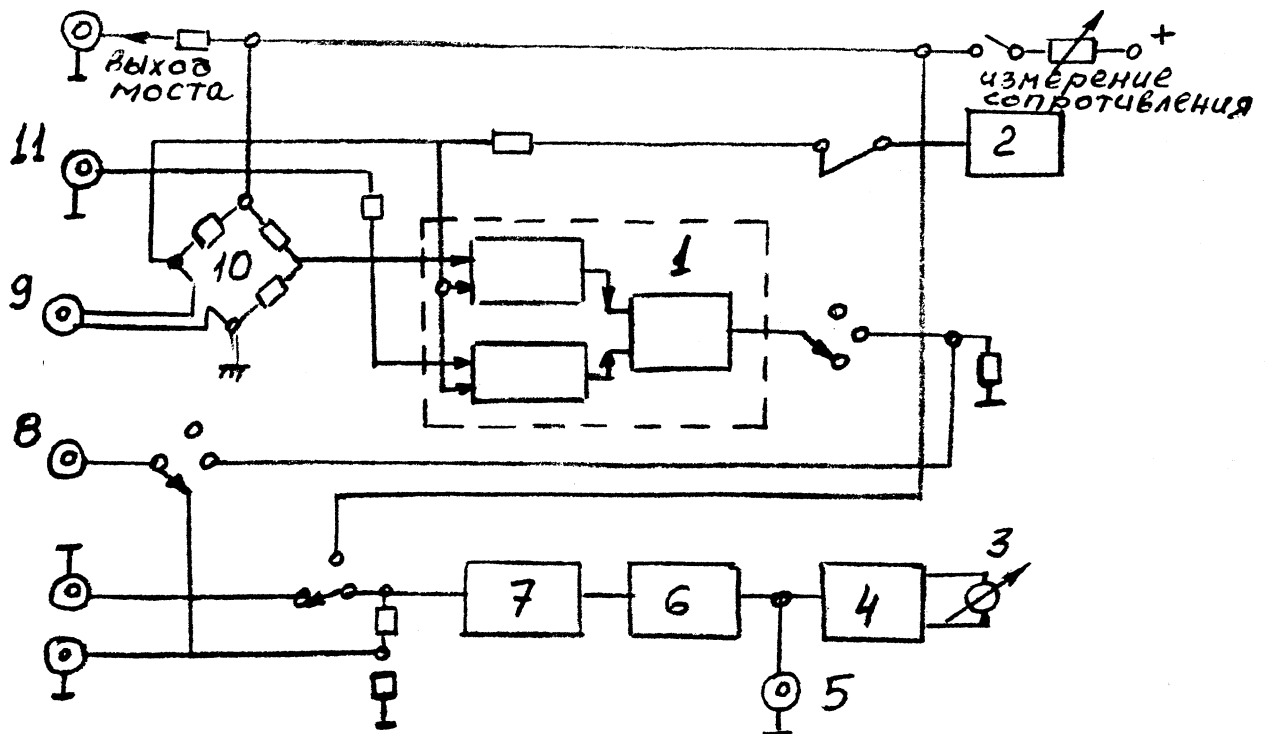


Рис.9. Блок-схема термоанемометра ДУСА :

I - усилительный каскад, 2 - генератор прямоугольных импульсов, 3 - вольтметр переменного тока, 4 - усилитель переменного тока, 5 - выход на анализатор спектра (осциллограф), 6 - фильтр высоких частот, 7 - фильтр низких частот, 8 - вольтметр постоянного тока для измерения средней скорости потока, 9 - гнездо датчика, 10 - измерительный мост Уитстона, II - вход усилителя.

Датчик термоанемометра образует одно из плеч мостовой схемы, другое плечо - подстроечное - состоит из трех декадных сопротивлений. Мост питается через усилитель, входное напряжение которого управляется напряжением разбаланса моста.

Если мост разбалансирован, т.е. не выполнено условие (25), то на измерительных клеммах моста (его горизонтальная диагональ) и, следовательно, на входе усилителя возникает напряжение. Усилительный каскад устроен так, что напряжение, подаваемое на мост, будет увеличиваться, когда сопротивление датчика падает. Увеличение напряжения вы-

зовет увеличение силы тока, проходящего через мост и датчик; последний будет нагреваться, его сопротивление вследствие нагрева возрастет и баланс моста восстановится. Декадные сопротивления подстроечного плеча моста Уитстона служат также для установки нужной рабочей температуры нити.

В качестве датчика используется горячая проволока с сопротивлением в $3 + 5$ ом. Диаметр проволоки-нити 5 микрон, длина 1,5-2 мм. Проволочка изготовлена из платины и покрыта вольфрамом. Этот материал обеспечивает стойкость нити к механическим напряжениям и пригодность ее для работы при высоких температурах. Рабочая температура нити датчика не более 300°C . При работе нить датчика должна быть расположена перпендикулярно к направлению средней скорости потока.

Интенсивность турбулентности потока определяется по формуле

$$\varepsilon\% = (m V \cdot 10^{-3}) \frac{4 V}{V^2 - V_0^2} \cdot 100\% \quad (26)$$

где V_0 - напряжение моста в вольтах при отсутствии потока в трубе,

V - постоянная составляющая напряжения моста в вольтах при потоке в трубе,

$m V$ - переменная составляющая напряжения моста в милливольтках при потоке в трубе.

Теоретическое обоснование принципа работы термоанемометра для измерения средней скорости \bar{V}_{∞} и интенсивности турбулентности $\varepsilon\%$ потока детально изложено в работе [2].

Экспериментальная установка; порядок проведения эксперимента и обработка данных опыта.

Эксперимент проводится в аэродинамической трубе А - 10 прямого действия с камерой Эйфеля. Для этой трубы возможно два варианта рабочей части:

1) закрытая рабочая часть, обеспечивающаяся специально оборудованной вставкой между коллектором и диффузором; боковые стенки этой вставки прозрачны;

2) открытая рабочая часть, окруженная достаточно большой по объёму герметической камерой Эйфеля; давление внутри камеры равно статическому давлению p_{∞} рабочей части трубы и, очевидно, меньше атмосферного на величину динамического напора $\frac{1}{2} \rho V_{\infty}^2$. Для выполнения настоящей работы предпочтителен первый вариант. Поперечное сечение рабочей части трубы представляет правильный восьмиугольник, расстояние между параллельными сторонами которого $\varnothing = 800$ мм.

Металлический шар диаметром $d = 100$ мм укреплен в середине рабочей части трубы с помощью державки, расположенной в кильваторной зоне за шаром (см. схему установки на рис. 10). Для измерения давления p_g в державке, на расстоянии 3 мм от шара, проделано дренажное отверстие. Это давление через трубочку, смонтированную внутри державки, подается на одно из колен U-образного манометра.

Перед шаром, в невозмущенном потоке, у среза коллектора неподвижно закреплены стандартная трубка Пито-Прандтля и датчик термоанемометра $\varnothing YSA$. Малые относительно диаметра \varnothing рабочей части трубы размеры трубки Пито-Прандтля и датчика термоанемометра дают возможность установить их в потоке таким образом, чтобы вносимые ими возмущения не влияли на характер обтекания шара.

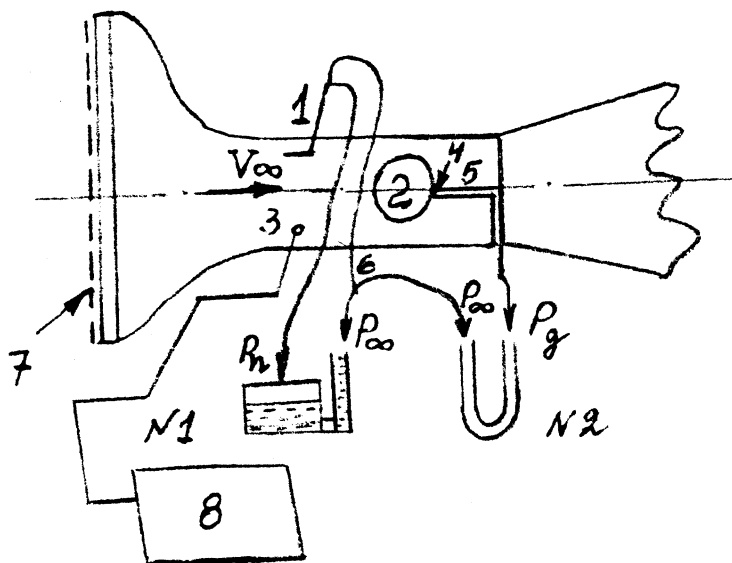


Рис. 10. Схема установки и подключения манометров в эксперименте.

- 1 - трубка Пито-Прандтля
- 2 - металлический шар
- 3 - датчик термоанемометра
- 4 - дренажное отверстие в державке за шаром
- 5 - державка
- 6 - тройник
- 7 - сетки перед конейкомбом для изменения ε % в потоке
- 8 - блок термоанемометра

Манометр бачкового типа №1 (по схеме) измеряет $p_n - p_\infty$ и служит для определения динамического напора $\frac{1}{2} \rho V_\infty^2$ и средней скорости V_∞ потока:

$$\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 = p_n - p_\infty = \xi (h - h_0) k \gamma \sin \alpha$$

где h_0 и h нулевой и конечный отсчеты по трубке манометра, K - тарировочный коэффициент манометра, $\gamma = \rho g$ - удельный вес жидкости, заполняющей манометр, α - угол наклона к горизонту отчетной трубки манометра и ξ - тарировочный коэффициент насадка (трубки Пито-Прандтля);

$$V_\infty = \sqrt{\frac{2 \xi (h - h_0) k \gamma \sin \alpha}{\rho_n \cdot \Delta}} ; \quad \Delta = \frac{B \cdot 288^\circ}{T \cdot 760} ,$$

здесь B - атмосферное (барометрическое) давление в мм Hg ,

T - температура воздуха по Кельвину и $\rho_n = 1,25 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$,

ρ_n - плотность воздуха при $t = 15^\circ \text{C}$ и $B = 760 \text{ мм Hg}$,

U -образный манометр №2 (по схеме) позволяет при различных скоростях

V_∞ определять величину

$$\bar{p} = \frac{p_\infty - p_g}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2} = \frac{(h_{np} - h_{лев})}{\xi (h - h_0) k \cdot \sin \alpha} ,$$

здесь h_{np} и $h_{лев}$ - отсчеты соответственно по правому и левому коленам U -образного манометра (предполагается, что манометр стоит вертикально и тарировочный коэффициент его равен единице).

Порядок проведения работы следующий:

При различных скоростях потока V_{∞} в трубе (10 - 12 значений V_{∞} в интервале 10 + 60 м/сек) определяются величины \bar{p} и Re . Строится график функции $\bar{p} = f(Re)$ и в качестве $Re_{кр}$ берется то значение Re , при котором $\bar{p} = 0,22$. Найдя $Re_{кр}$ по диаграмме Драйдена (рис. 6) или с помощью формулы (21), вычисляют интенсивность турбулентности $\mathcal{E} \%$. Кроме того, $\mathcal{E} \%$ измеряется с помощью термоанемометра по формуле (26) при всех числах Re , участвующих в эксперименте. В результате строится график зависимости $\mathcal{E} \%$ от числа Re в потоке аэродинамической трубы. На этот же график наносится и точка $(Re_{кр}; \mathcal{E} \%)$, найденная по методу перепада давления на поверхности шара.

Описанная здесь процедура проводится также и для двух различных сеток (7 на рис. 10), установленных перед хонейкомбом аэродинамической трубы А - 10.

Запись и обработка данных опыта проводится по таблице I.

Условия опыта:

B - барометрическое давление в мм Hg . $T = 273 + t^{\circ}C$ - температура воздуха по Кальвину. $\nu \frac{cm^2}{сек}$ - кинематическая вязкость воздуха (определяется по соответствующей таблице как функция B и $t^{\circ}C$).

$D = 800$ мм - диаметр трубы

$d = 100$ мм - диаметр шара.

Характеристика приборов:

$\xi = 1$ - тарировочный коэффициент трубки Пито-Прандтля.

$K = 1$ - " " " манометра №1 бачкового типа

$S \sin \alpha = 1$ (для манометра №1).

h_0 мм - нулевой отсчет по трубке манометра

$\rho = 0,81 \frac{г}{см^3}$ - плотность заполняющей манометры жидкости.

V_0 вольт - напряжение моста Уинстона в схеме термоанемометра
 2.7.5А при отсутствии потока.

Таблица I.

$N \cong$ n/n	h мм	$h-h_0$ мм	$\frac{1}{2} \rho V_\infty^2$ кг/м ²	V_∞ м/сек	Re	h_{np} мм	$h_{лев}$ мм	$h_{np}-h_{лев}$ мм	\bar{p}	V вольт	mV милли вольт	$\varepsilon \%$
	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
I												
12												

Литература.

- [1]. Л.Г.Лойцянский. Механика жидкости и газа. Физматгиз, 1959 г.
- [2]. С.Г.Попов. Измерение воздушных потоков. ОГИЗ. Гостехиздат, 1947.
- [3]. С.М.Горлин. Экспериментальная аэродинамика. Изд. Высш. школа, 1970
- [4]. Научные труды НИИ механики МГУ, №14, 1971.
- [5]. Васильев В.А., Зайцев А.А., Комаров А.М., Попов С.Г., Случановская З.П. Лабораторный практикум по аэромеханике для студентов-механиков III курса мех-мат. ф-та МГУ, изд. Моск. университет, 1972 г.
- [6]. Г.Шлихтинг. Теория пограничного слоя. ИЛ., 1956.