

О лобовом сопротивлении движению цилиндра

Д.т.н., профессор, заведующий кафедрой А.Д. Гиргидов,
ГОУ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

Ключевые слова: сопротивление движению плохо обтекаемых тел; влияние формы наветренной части тела; энергетическая оценка сопротивления движению; диссипация энергии; ограничение области применимости общепринятой схематизации потока.

Оценивая сопротивление движению плохообтекаемых тел, целесообразно сравнить часть сопротивления, обусловленную деформацией набегающего потока до миделева сечения, с частью сопротивления, обусловленной деформацией потока за миделевым сечением. Этот вопрос имеет многовековую историю. Так, Ньютон полагал, что сопротивление движению тела в жидкости определяется очертанием наветренной части тела и практически не зависит от формы тела за миделевым сечением. Это объясняется тем, что Ньютон использовал корпускулярную модель жидкости, и по существу его результаты предварили газодинамическое описание движения тел [1].

Экспериментальное подтверждение теории сопротивления Ньютона в XVIII веке казалось очевидным. Например, Ж. Борда на основе экспериментальных данных, опубликованных им в 1762 и 1763 гг., установил, что сопротивление шара и полушара, обращенного выпуклой стороной в сторону движения, практически неотличимы.

Эйлер использовал континуальную модель жидкости и, несмотря на трудности, возникающие в связи с необходимостью объяснить парадокс Даламбера, и на убедительные на первый взгляд экспериментальные данные, предсказал большое влияние, которое может оказать форма подветренной части обтекаемого тела. Шведский исследователь Ф. Чапмен в 1775 г. установил, что для уменьшения сопротивления вытянутого в направлении потока тела миделево сечение следует сместить к наветренной стороне, что косвенно подтверждало мнение Эйлера [2].

Количественные оценки относительного вклада в сопротивление движению деформации наветренной и подветренной частей потока при обтекании тел до сих пор получено не было, вследствие того, что разделить эти части на экспериментальной установке или теоретически (на основе решения уравнений движения вязкой жидкости) оказалось весьма сложным.

Вместе с тем, в случае тел с простой геометрией оценку соотношения этих частей сопротивления можно выполнить, используя энергетические характеристики потока. Рассмотрим такую возможность на примере

обтекания кругового цилиндра. При достаточно больших (см. ниже) числах Рейнольдса $Re = \frac{V_\infty D}{\nu}$, где V_∞ – скорость набегающего потока, D – диаметр цилиндра, а ν – кинематический коэффициент вязкости, для расчета лобового сопротивления поле скорости делят на три части:

- 1) потенциальный внешний поток на удалении от цилиндра;
- 2) пограничный слой на поверхности цилиндра;
- 3) гидродинамический след за цилиндром.

Пограничный слой до точки отрыва имеет столь небольшую толщину, что границей внешнего потенциального потока можно считать поверхность цилиндра. Наибольшие деформации в этом потоке имеют место в двух квадрантах, расположенных выше по течению от миделева сечения цилиндра. Благодаря двум указанным выше положениям можно рассчитать диссипацию механической энергии в этих двух квадрантах, используя поле скорости при потенциальном обтекании цилиндра, и полагать, что эта величина определяет затраты мощности на движение цилиндра, обусловленные деформацией набегающего потока. Сопоставив эту мощность с мощностью, необходимой для движения цилиндра единичной длины со скоростью V_∞ ,

$$P_{\text{ц}} = c \frac{\rho V_\infty^3}{2} D, \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости;

c – коэффициент лобового сопротивления,

получим оценку значимости деформации набегающего потока. Отметим, что в мощность $P_{\text{ц}}$ входит диссипация механической энергии во всех трех указанных выше частях поля скорости.

Поле скорости при безотрывном обтекании цилиндра потоком, однородным на бесконечности, имеет потенциал:

$$\varphi(x_1, x_2) = V_\infty \left(x_1 - \frac{D^2 x_1}{4(x_1^2 + x_2^2)} \right), \quad (2)$$

где x_1 и x_2 – декартовы координаты, ось x_1 направлена вдоль потока.

Диссипативная функция [3]:

$$\varepsilon = \frac{\nu}{2} \sum_{i,j=1}^2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2, \quad (3)$$

где u_i – проекция скорости жидкости на ось x_i , рассчитанная для этого потенциала скорости, имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{\nu V_\infty^2 D^4}{r^6}, \quad (4)$$

где $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$.

Мощность (на единицу длины) $P_{\text{пот}}$, диссипированная в двух квадрантах, равна:

$$P_{\text{пот}} = \int_{D/2}^{\infty} \rho \varepsilon r dr = 4\pi \rho \nu V_\infty^2. \quad (5)$$

Обозначив через β отношение этой величины к $P_{\text{ц}}$, найдём:

$$\beta = \frac{P_{\text{пот}}}{P_{\text{ц}}} = \frac{8\pi}{cRe}. \quad (6)$$

На рис. 2-6 представлены картины обтекания цилиндра при различных числах Рейнольдса, взятые из [4], а в табл.1 значения β , соответствующие этим полям. Значения c взяты из [5]; при малых Re эти значения уточнены по [6].

Таблица 1

| № п/п | № рис. | Re | c | β |
|-------|--------|-------|------|---------|
| 1 | 1 | 9,6 | 2,80 | 0,935 |
| 2 | 2 | 13,1 | 2,25 | 0,923 |
| 3 | 3 | 26 | 1,78 | 0,543 |
| 4 | 4 | 41,0 | 1,60 | 0,382 |
| 5 | - | 100 | 1,45 | 0,173 |
| 6 | - | 500 | 1,10 | 0,045 |
| 7 | - | 1000 | 1,0 | 0,0251 |
| 8 | 5 | 2000 | 0,90 | 0,0140 |
| 9 | 6 | 10000 | 1,20 | 0,00209 |

Предваряя анализ полученных результатов, отметим, что при симметричном относительно вертикальной плоскости $x_1=0$ поле скорости (безотрывное обтекание) доли сопротивления наветренной к подветренной частей равны. При образовании отрывного течения в подветренной части ($Re > 10$) поле скорости в гидродинамическом следе характеризуется значительно большими компонентами градиента скорости, чем в наветренной части, и поэтому диссипация энергии в наветренной части должна быть существенно меньше, чем в подветренной. Имея это в виду, а также принимая во внимание, что потери энергии наветренной части связаны не только с деформацией потенциального внешнего потока, но и диссипацией энергии в пограничном слое на поверхности цилиндра, физически оправданные значения β в табл. 1 можно отнести к числам $Re > 100$. Таким образом, указанная в начале статьи схематизация поля скорости вокруг цилиндра с разделением его на три части, которая, как правило, используется при расчете лобового сопротивления, является продуктивной при $Re > 100$.

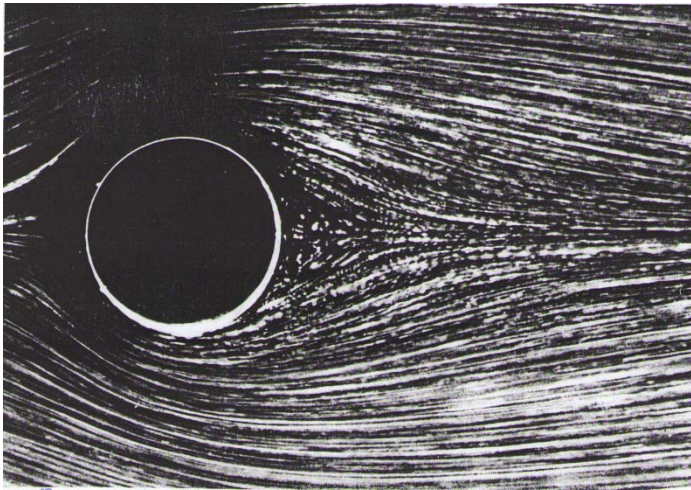


Рисунок 1. Обтекание кругового цилиндра при $Re=9,6$

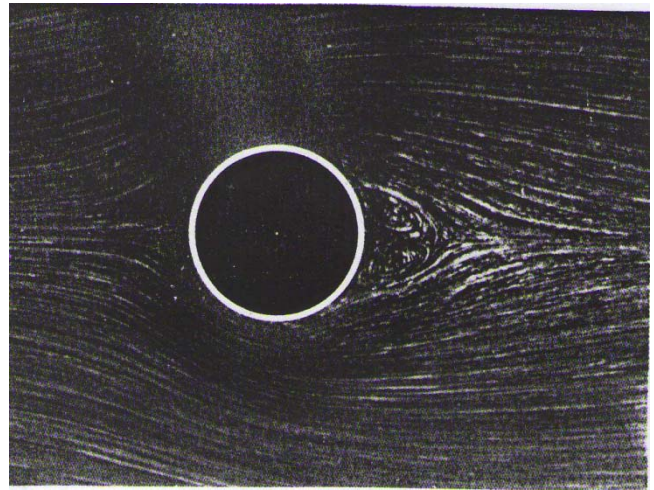


Рисунок 2. Обтекание кругового цилиндра при $Re=13,1$

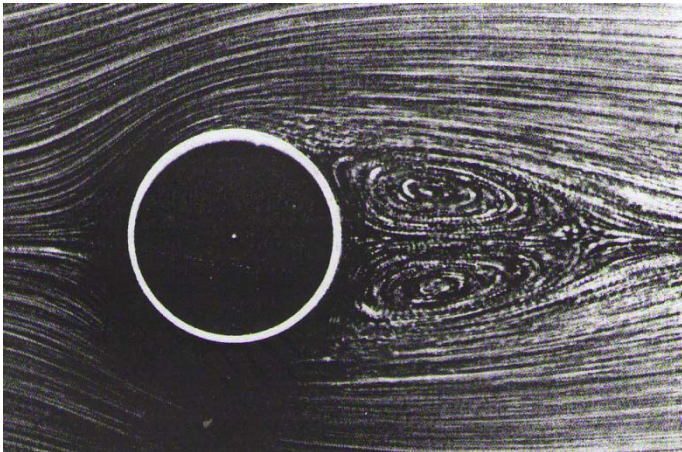


Рисунок 3. Обтекание кругового цилиндра при $Re=26$

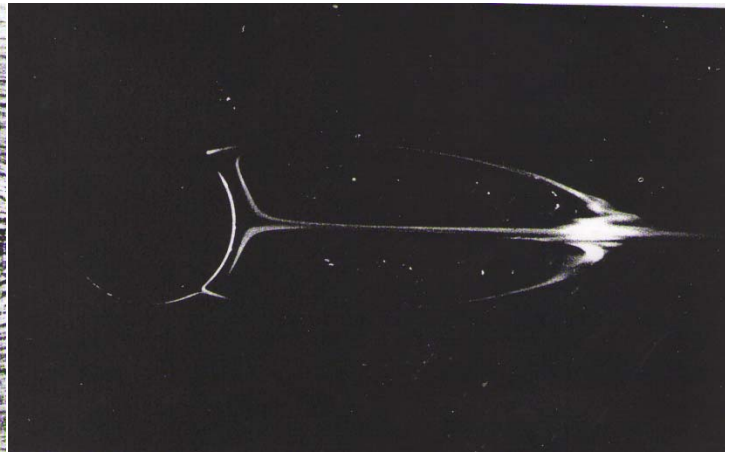


Рисунок 4. Обтекание кругового цилиндра при $Re=41$

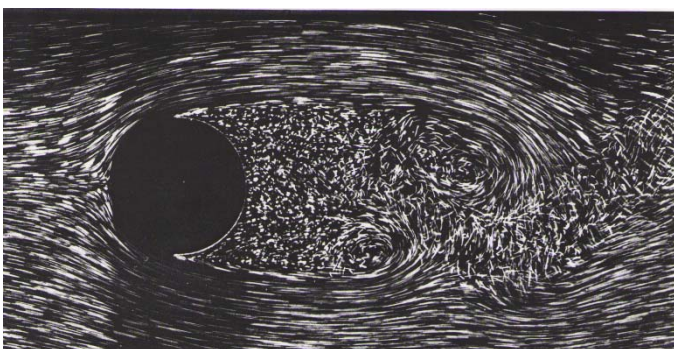


Рисунок 5. Обтекание кругового цилиндра при $Re=2000$

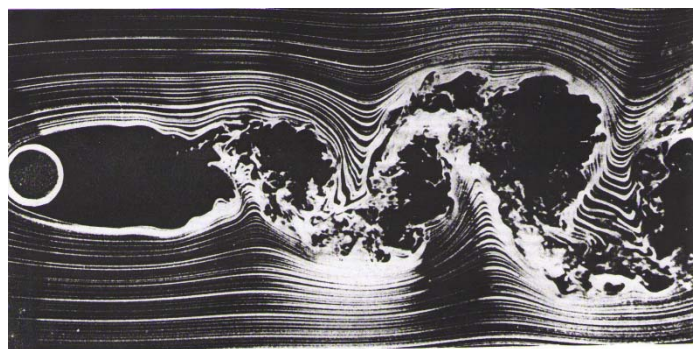


Рисунок 6. Обтекание кругового цилиндра при $Re=10\ 000$

Литература:

1. Хейз У. Д., Пробстин О. Ф. Теория гиперзвуковых течений. – М. : ИЛ, 1962. 608 с .
2. Смирнов Г. В. Рожденные вихрем. – М. : Знание, 1982. 192 с.
3. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика: В 2ч. Ч.1. М. : Наука, 1965. 640 с.
4. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. – М. : Мир, 1986. 184 с.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М. : Наука, 1974. 528 с.
6. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. – М. : Мир, 1973. 760 с.

*Артур Давидович Гиргидов, Санкт-Петербург, Россия
Тел. раб.: +7(812)552-64-01; эл. почта: gidravlika@cef.spbstu.ru