

турбулизация пограничного слоя. Она начинается с задней части пограничного слоя, примыкающей к линии отрыва, и постепенно распространяется на переднюю часть слоя. Таким образом, в передней части пограничный слой ламинарный, затем он переходит в турбулентный, а за линией отрыва образуется след. Для шара турбулизация пограничного слоя начинается при числах Рейнольдса $\sim 3 \cdot 10^5$. Следствием турбулизации пограничного слоя является смещение линии отрыва к задней части тела и связанное с ним сужение следа. В результате коэффициент лобового сопротивления C_x и даже само лобовое сопротивление F_x уменьшаются. Это явление называется *кризисом сопротивления*. Кризис сопротивления может и не наступить, если с увеличением скорости течения линия отрыва не смещается. Тогда коэффициент сопротивления C_x становится не зависящим от числа Рейнольдса. Так будет, например, при обтекании пластинки с резкими краями, поставленной перпендикулярно к потоку. Здесь линия отрыва определяется чисто геометрическими соображениями и совпадает с краями пластинки.

§ 104. Подъемная сила крыла самолета

1. С явлением отрыва связано и возникновение подъемной силы. Нас будет интересовать главным образом подъемная сила, действующая на крыло самолета, хотя механизм возникновения подъемной силы в случае тел другой формы сохраняется тем же самым. При полете самолета с постоянной скоростью его ориентация в пространстве остается неизменной. Это указывает на то, что при таком

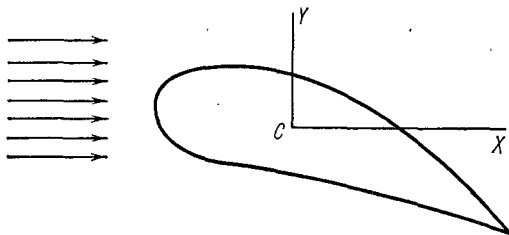


Рис. 275.

полете моменты всех внешних сил, действующих на самолет, уравновешиваются, а его момент количества движения остается неизменным. Для упрощения будем рассматривать отдельное крыло, равномерно движущееся в воздухе и ориентированное перпендикулярно к плоскости рисунка (рис. 275). Длину крыла будем считать бесконечно большой. Такое крыло называется *крылом бесконечного размаха*. Удобно перейти к системе отсчета, связанной с крылом, поместив начало координат в одну из точек крыла, например в его центр масс C . Понятно, что эта система отсчета будет инерциальной.

Таким образом, мы предполагаем, что крыло неподвижно, а течение воздуха плоское. Невозмущенный поток, конечно, будет равномерным. Во избежание недоразумений все моменты количества движения, о которых говорится ниже, будем брать относительно точки C . Момент количества движения самого крыла равен нулю, и о нем в дальнейшем можно не говорить.

2. Для возникновения подъемной силы необходимо, чтобы крыло было *несимметрично* или *несимметрично расположено* относительно горизонтальной плоскости, в которой оно движется. При движении круглого невращающегося цилиндра, например, никакой подъемной силы возникнуть не может. Поэтому мы предполагаем, что указанной симметрии нет. Напомним теперь, что в пограничном слое скорости частиц воздуха возрастают при удалении от поверхности крыла. Благодаря этому движение в пограничном слое вихревое, а потому содержит вращение. Сверху крыла вращение совершается по, а снизу — против часовой стрелки (если поток жидкости натекает слева направо). Допустим, что в результате отрыва какая-то масса воздуха, ранее находившаяся в пограничном слое снизу от крыла, унесена потоком в виде одного или нескольких вихрей. Обладая вращением, эта масса унесет и связанный с ней момент количества движения. Но общий момент количества движения воздуха не может измениться. Если отрыв пограничного слоя сверху от крыла не произошел, то для сохранения момента количества движения воздух во внешнем потоке должен начать вращаться вокруг крыла по часовой стрелке. Иными словами, во внешнем потоке вокруг крыла должна возникнуть циркуляция скорости воздуха по часовой стрелке, накладываемая на основной поток. Скорость потока под крылом уменьшится, а над ним — увеличится. К внешнему потоку применимо уравнение Бернулли. Из него следует, что в результате циркуляции давление под крылом возрастет, а над ним — уменьшится. Возникшая разность давлений проявляется в подъемной силе, направленной вверх. Наоборот, если унесенные вихри образовались из частиц пограничного слоя сверху крыла, то возникнет циркуляция против часовой стрелки, а «подъемная» сила будет направлена вниз.

3. Для уяснения явления полезно рассмотреть тонкую пластинку, поставленную на пути потока идеальной жидкости. Если пластинка ориентирована вдоль потока, то критические точки, в которых скорость жидкости обращается в нуль, находятся на краях A и B (рис. 276, *a*). Если пластинка поставлена перпендикулярно к потоку, то обе критические точки смещаются к центру пластинки, а скорость течения достигает максимума на краях пластинки A и B (рис. 276, *b*). Если же пластинка поставлена наклонно к потоку (рис. 276, *в*), то критические точки K_1 и K_2 занимают промежуточные положения между центром пластинки и ее краями. Скорость течения по-прежнему максимальна на краях пластинки. В окрестности критической

точки K_2 она больше снизу, чем сверху, так как нижний поток расположен значительно ближе к краю B пластинки, чем верхний к краю A . Такая же картина течения образуется в начальный момент и при течении вязкой жидкости.

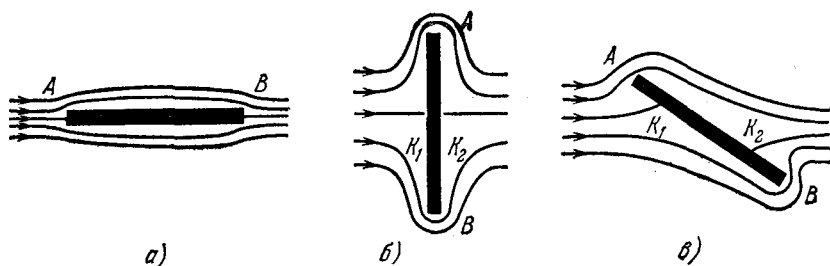


Рис. 276.

4. Так и в случае крыла самолета поток воздуха под крылом в начале движения огибает заднюю кромку крыла и встречается вдоль линии KD с потоком, огибающим крыло сверху. Здесь обра-

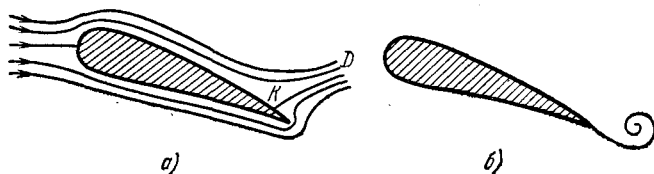


Рис. 277.

зуется поверхность раздела, свертывающаяся в дальнейшем в вихрь, причем вращение происходит против часовой стрелки (рис. 277, а и б). Все это видно на рис. 279, 280, 281 (фотографии), причем первые

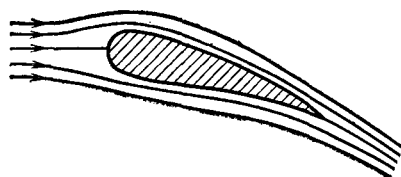


Рис. 278.

два рисунка изображают течение в системе отсчета, в которой неподвижно крыло, а последний — в системе отсчета, в которой неподвижна невозмущенная жидкость. Вихри уносят момент количества движения, а вокруг крыла образуется циркуляция по часовой стрелке. Возрастание скорости течения над крылом и уменьшение ее под крылом приводят к смещению линии отрыва, пока она не достигнет нижней кромки крыла (рис. 278). Если бы не было сил вязкости, то дальнейшее образование вихрей, а с ним и циркуляции вокруг крыла прекратились бы. Силы вязкости меняют дело. Благодаря

им циркуляция вокруг крыла постепенно затухает. Линия отрыва смещается от кромки крыла вверх, т. е. вновь появляются условия

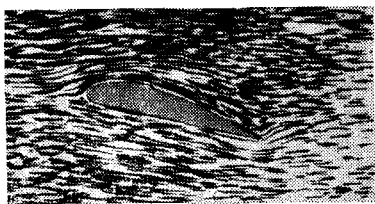


Рис. 279.



Рис. 280.

для возникновения вихрей. Появляющиеся вихри вновь усиливают циркуляцию и возвращают линию отрыва к кромке крыла. При постоянной скорости движения самолета описанный процесс носит регулярный характер — вихри периодически отрываются от задней кромки крыла и поддерживают практически постоянную величину циркуляции.

5. Зависимость величины подъемной силы от циркуляции скорости была установлена независимо друг от друга Н. Е. Жуковским и Кутта. Их формула относится к крылу бесконечного размаха и дает величину подъемной силы, отнесенную к единице длины такого крыла. Формула предполагает, что крыло движется равномерно в идеальной жидкости, и вокруг него установилась циркуляция скорости постоянной величины. Таким образом, в системе отсчета, в которой крыло неподвижно, движение жидкости потенциально, но с циркуляцией. В идеальной жидкости величина циркуляции практически может быть любой, никак не связанной со скоростью потока, углом атаки и прочими параметрами. Однако вязкость, хотя бы и предельно малая, приводит к однозначной зависимости величины циркуляции от этих параметров. При этом сама циркуляция от вязкости практически не зависит. Поэтому формула Жуковского — Кутта дает хорошее приближение для подъемной силы крыла также и в воздухе, обладающем вязкостью.

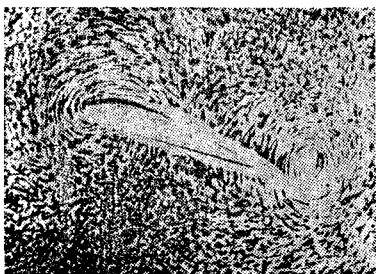


Рис. 281.

6. Приведем простейший вывод формулы Жуковского — Кутта, из которого с особой отчетливостью выяснится, почему для возникновения подъемной силы существенна циркуляция. Допустим, что

поток жидкости простирается во все стороны до бесконечности. Как и раньше, будем предполагать, что невозмущенный поток горизонтален; ось X направлена вдоль потока, а ось Y — вертикально вверх перпендикулярно к нему. Пусть крыло K помещено в начале координат (рис. 282). Поместим над крылом и под ним бесконечное множество в точности таких же крыльев, находящихся на равных расстояниях друг от друга. Пусть вокруг каждого крыла возбуждена такая же циркуляция, как и вокруг крыла K . Тогда установившееся течение жидкости будет строго периодически по y . Если расстояние между соседними крыльями очень велико по сравнению с поперечными размерами крыла, то введение добавочных крыльев может

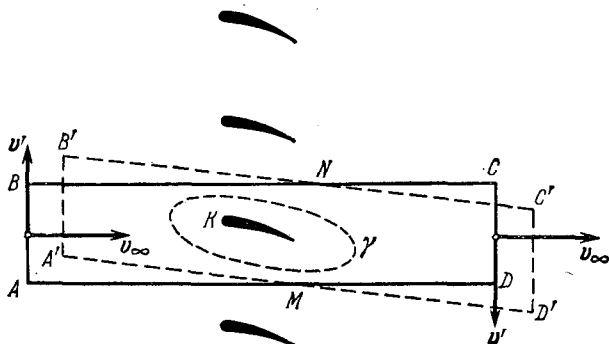


Рис. 282.

искажить течение в непосредственной близости крыла K только пренебрежимо мало. Существенные изменения произойдут лишь вдали от крыла K . Проведем прямоугольный контур $ABCD$, горизонтальные стороны которого проходят посередине между соседними крыльями. Пусть длина его AD бесконечно велика по сравнению с высотой. На боковых сторонах AB и CD скорость v складывается из горизонтальной скорости v_∞ невозмущенного потока и вертикальной скорости v' , обусловленной циркуляцией. За положительную циркуляцию примем циркуляцию по часовой стрелке. При такой циркуляции на стороне AB скорость v' будет направлена вверх (положительна), а на CD — вниз (отрицательна). Рассмотрим жидкость в прямоугольном параллелепипеде с основанием $ABCD$ и единичной высотой, перпендикулярной к плоскости рисунка. Через время dt жидкость, находившаяся в параллелепипеде, переместится в объем $A'B'C'D'$. Рассчитаем приращение количества движения ее dI . При стационарном течении это приращение будет равно разности

в один и тот же момент времени между количеством движения жидкости в новых частях пространства, которые она заняла за время dt , и количеством движения в тех частях пространства, из которых она ушла за то же время. Но ввиду полной периодичности картины движения в направлении оси Y количества движения в объемах $AA'M$ и $BB'N$ в точности одинаковы. Одинаковы и количества движения в объемах MDD' и NCC' . Поэтому искомое приращение количества движения dI найдется, если из количества движения в объеме $CC'D'D$ вычесть количество движения в объеме $AA'B'B$. Каждый из этих объемов равен $lv_{\infty} dt$, где l — длина стороны $AB = CD$; горизонтальные скорости v_{∞} одинаковы в обоих объемах, а вертикальные скорости v' отличаются знаками. Поэтому приращение получает только вертикальная составляющая количества движения, и это приращение равно

$$dI_y = -2lv_{\infty}\rho v' dt.$$

Но $2lv' = \Gamma$ есть циркуляция скорости v' по контуру $ABCD$, так как стороны AD и BC никакого вклада в циркуляцию не дают. Скорость v' на этих сторонах одна и та же, и при обходе по контуру $ABCD$ они проходятся в противоположных направлениях. Величина Γ есть в то же время циркуляция по контуру $ABCD$ полной скорости $v = v_{\infty} + v'$, так как очевидно, что постоянный член v_{∞} никакого вклада в циркуляцию внести не может. Таким образом,

$$dI_y = -\Gamma\rho v_{\infty} dt.$$

Приращение количества движения жидкости равно импульсу внешних сил, действующих на нее. Из них силы давления, действующие на рассматриваемую массу жидкости по поверхности $ABCD$, можно не принимать во внимание, так как равнодействующая всех таких сил давления равна нулю. Остается единственная сила, с которой крыло действует на жидкость. Она равна и противоположна по знаку подъемной силе F_y . Применяя теорему об импульсе силы, получаем

$$F_y = \Gamma\rho v_{\infty}. \quad (104.1)$$

Из вывода ясно, что под Γ следует понимать циркуляцию по контуру $ABCD$. Но для потенциального течения контур циркуляции γ можно провести произвольно. Важно только, чтобы он охватывал крыло K и не охватывал другие крылья. Взяв в качестве γ произвольный контур, будем удалять в бесконечность все остальные крылья, не трогая при этом сам контур γ . Тогда в пределе мы приходим к случаю единственного крыла, обтекаемого потоком жидкости. В этом предельном случае результат (104.1) сохраняет силу. Формула (104.1) и есть формула Жуковского — Кутта.