

### § 13. Коэффициент подъемной силы; его зависимость от угла атаки

Подъемная сила является важнейшей аэродинамической характеристикой летательного аппарата, так как только благодаря подъемной силе возможен установившийся горизонтальный полет. Основным параметром, от которого зависит  $c_y$  для тела данной формы, является угол атаки. Как показывают опыт и теория, при малых углах атаки, представляющих наибольший практический интерес, коэффициент подъемной силы с возрастанием угла атаки возрастает. Однако закон этого возрастания оказывается различным в зависимости от относительного размера тела в направлении, перпендикулярном к плоскости его движения. Для того чтобы охарактеризовать этот относительный размер, введем понятие об удлинении.

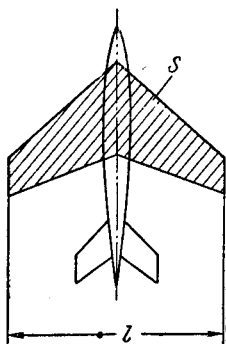


Рис. 3.44. Размах  $l$  и несущая площадь  $S$  летательного аппарата.

Допустим, что летательный аппарат движется параллельно плоскости его симметрии. Обозначим его размер, перпендикулярный к плоскости симметрии, через  $l$  и назовем этот размер *размахом* данного летательного аппарата (рис. 3.44). Площадь несущей поверхности в плане обозначим через  $S$ ; тогда средний размер крыла вдоль направления движения (средняя хорда  $b_{ср}$ ) будет равен  $S/l$ . *Отношение размаха к средней хорде назовем удлинением крыла* и обозначим через  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{l}{b_{ср}} = \frac{l^2}{S}. \quad (3.28)$$

Расчеты и опыты показывают, что если  $\lambda > \sim 2$ , то зависимость  $c_y$  от  $\alpha$  при малых углах атаки можно считать линейной (рис. 3.45). При некотором отрицательном по знаку угле атаки или при угле атаки, равном нулю, в случае крыла с симметричным профилем,  $c_y$  равен нулю. Этот угол атаки называется углом пикирования. При увеличении угла атаки  $c_y$  увеличивается в этом случае сначала по линейному закону, затем все медленнее и, наконец, достигает максимального при данных условиях значения  $c_{y \max}$ . Угол атаки, соответствующий этому значению, называется *критическим углом*. Углы атаки между углом пикирования и критическим углом образуют интервал *летных углов* атаки. Углы атаки, большие критического угла, называются *закритическими* углами атаки. При возрастании угла атаки в закритической области (до определенного в данных условиях значения)  $c_y$  убывает. Причиной этого является то, что при закритических углах атаки обтекание крыла сопровождается срывом вихрей с его верхней поверхности, что уменьшает  $c_y$ , тогда как при малых углах атаки струйки охватывают крыло полностью, и сверху и снизу, и смыкаются друг с другом в хвостике крыла.

Горизонтальный установившийся полет самолета возможен только при летных углах атаки, откуда и происходит их название. Если считать, что при горизонтальном установившемся полете подъемная сила

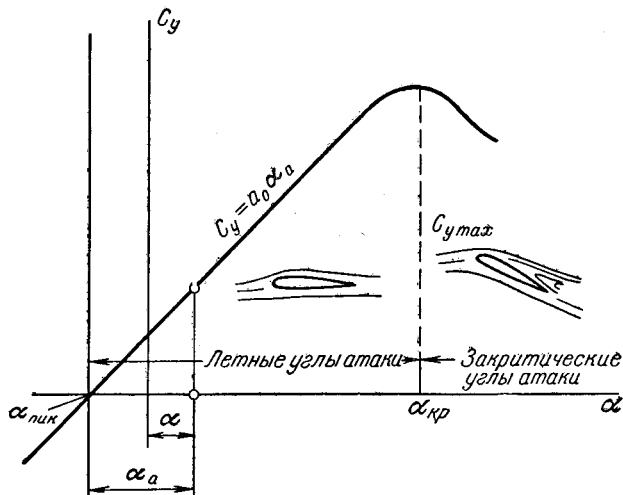


Рис. 3.45. Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки для крыла большого удлинения ( $\lambda > 2$ ).

уравновешивается весом самолета, т. е. если пренебречь вертикальной составляющей тяги двигателей (рис. 3.46), то, как уже указывалось в предыдущем, скорость, потребная для поддержания самолета, определяется формулой

$$V_{\text{потр}} = \sqrt{\frac{2G}{\rho_{\infty} c_y S}}$$

Из этой формулы видно, что изменение угла атаки (в пределах летных углов) влечет за собой изменение скорости, потребной для горизонтального установившегося полета: максимальная скорость соответствует минимальному значению  $c_y$ , минимальная скорость — максимальному значению  $c_y$ . Поэтому значение  $c_y$ , близкое к максимальному, используется при посадке самолета, когда в целях безопасности необходима минимальная скорость полета.

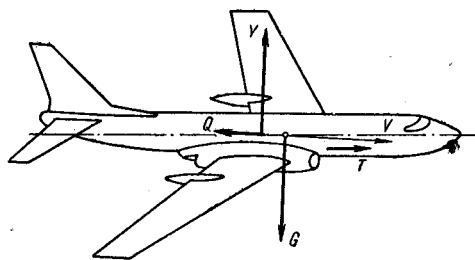


Рис. 3.46. Схема сил, действующих на самолет в горизонтальном, установившемся полете.  
 $T$  — сила тяги;  $G$  — полетный вес;  $Q$  — лобовое сопротивление;  $Y$  — подъемная сила.

На критическом угле атаки и при закритических углах горизонтальный установившийся полет невозможен. В самом деле, представим себе, что случайно возник небольшой крен самолета, т. е. поворот

вокруг продольной оси  $x_1$ . При положительном по знаку угле поворота левое полукрыло будет подниматься, а правое — опускаться. Следовательно, углы атаки в сечениях правого крыла увеличатся, а в сечениях левого — уменьшатся. Так как на закритических углах атаки  $c_y$  уменьшается с возрастанием угла атаки, то на левом полукрыле подъемная сила увеличится, а на правом — уменьшится. Таким образом, всякий крен сопровождается при закритических углах атаки возникновением аэродинамического момента, увеличивающего крен, тогда как при летных углах атаки всякий крен сопровождается возникновением аэродинамического момента, уменьшающего крен. Момент крена при закритических углах атаки вызывает *самовращение самолета (авторотацию)*, что приводит в связи с потерей подъемной силы к штопору. Центр тяжести самолета движется при этом по сильно вытянутой спирали с вертикальной осью, а самолет вращается вокруг своей продольной оси. Закритические углы атаки используются поэтому в полете лишь при выполнении различных фигур.

Зависимость  $c_y$  от  $\alpha$  при малых углах атаки можно аналитически выразить в виде

$$c_y = a_0 (\alpha - \alpha_{\text{пик}}), \quad (3.29)$$

где  $a_0$  есть тангенс угла наклона прямой, изображающей эту зависимость ( $a_0 = dc_y/d\alpha$ ; эта величина обозначается также через  $c_y^a$ ).

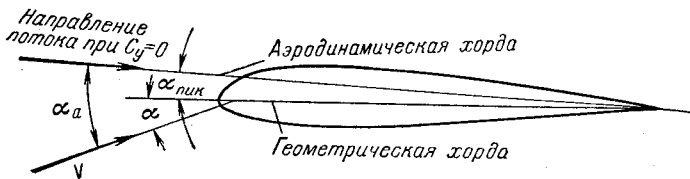


Рис. 3.47. Аэродинамический и геометрический углы атаки.

Для упрощения формулы (3.29) целесообразно углы атаки отсчитывать не от геометрической хорды профиля, а от направления, при котором  $c_y = 0$ , т. е. начало координат на рис. 3.45 поместить в точку  $\alpha = \alpha_{\text{пик}}$ . Линия, проведенная из хвостика профиля в направлении, при движении вдоль которого  $c_y = 0$ , называется *аэродинамической хордой* профиля, а углы атаки, отсчитываемые от этого направления, называются *аэродинамическими углами атаки* и обозначаются  $\alpha_a$  (рис. 3.47). Можно рассматривать аэродинамическую хорду как направление аэродинамической симметрии тела, ибо при равных по абсолютной величине значениях  $\alpha_a$  значения  $c_y$  также будут по абсолютной величине одинаковы. Так как

$$\alpha_a = \alpha - \alpha_{\text{пик}},$$

то формула (3.29) принимает вид

$$c_y = a_0 \alpha_a. \quad (3.30)$$

Если удлинение крыла мало, то зависимость  $c_y$  от  $\alpha$  даже при малых углах атаки не будет прямолинейной; она содержит в этом случае, кроме слагаемых, пропорциональных  $\alpha_a$ , еще слагаемые, пропорциональные  $\alpha_a^2$  и  $\alpha_a^3$  (рис. 3.48). Аналогично выглядит эта зависимость и для удобообтекаемых тел вращения.

Кривая, изображающая зависимость  $c_y$  от  $\alpha$ , в этом случае при  $\alpha_a \approx 0$  близка к оси абсцисс, и таким образом, на малых углах атаки крыло малого удлинения или удобообтекаемое тело вращения развивает, при прочих равных условиях (скорости, площади и пр.), меньшую подъемную силу, чем крыло большого удлинения, т. е. обладает меньшей несущей способностью.

Другой важной особенностью крыла малого удлинения является величина  $\alpha_{кр}$ , значительно большая, нежели у крыла большого удлинения. У крыла малого удлинения  $\alpha_{кр}$  может достигать величин порядка 35—40°, тогда как для крыльев больших удлинений при тех же условиях характерны  $\alpha_{кр}$  порядка 14—18°. Это означает, что срыв вихрей с верхней поверхности начинается у крыла малого удлинения позже (т. е. при больших углах атаки), чем у крыла большого удлинения.

Различие в протекании зависимости  $c_y$  от  $\alpha$  у крыльев большого удлинения и у крыльев малого удлинения и тел вращения можно объяснить, исходя из общих теорем механики. Рассмотрим, в чем состоит воздействие тела, имеющего подъемную силу, на воздушную среду, в которой тело движется. Очевидно, что тело действует на среду с силой, равной подъемной силе, но направленной противоположно ей, т. е. направленной в случае горизонтального полета сверху вниз.

Следовательно, по теореме импульсов, в окружающей среде существует изменение количества движения, также направленное вниз и равное по абсолютной величине импульсу подъемной силы тела. Если представить себе, что тело неподвижно, а горизонтальный поток среды на него набегает, то перед телом векторы количества движения частиц среды  $m_1 v_1$  будут горизонтальными, и для того чтобы существовало упомянутое изменение количества движения, эти векторы за телом  $m_2 v_2$  должны быть отклонены от горизонтального направления вниз (рис. 3.49). Таким образом, за телом, имеющим подъемную силу, всегда существует скос потока книзу.

Предположим, что угол атаки мал, и выясним, как зависит отбрасываемое тело вниз количество движения среды от угла атаки.

Рассмотрим сначала случай крыла очень большого удлинения; теоретически будем предполагать, что  $\lambda = \infty$ , т. е. что  $b_{ср}$  есть величина конечная, а  $l = \infty$ . Допустим, кроме того, что крыло в плане является прямоугольным и имеет во всех сечениях, перпендикулярных к размаху, одинаковую форму

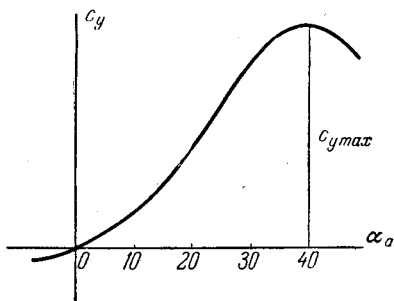


Рис. 3.48. Зависимость  $c_y$  от  $\alpha_a$  для крыла малого удлинения (или для удобообтекаемого тела вращения):

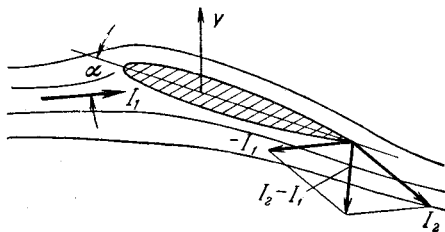


Рис. 3.49. Тело, на которое в потоке среды действует подъемная сила, отклоняет поток книзу.

(одинаковый профиль). Тогда можно считать, что поток, обтекающий крыло, также одинаков во всех плоскостях, перпендикулярных к размаху, и его траектории представляют собой плоские кривые, лежащие в этих плоскостях; такой поток называется *плоским потоком* (рис. 3.50).

Выделим часть среды и крыла двумя плоскостями, перпендикулярными к размаху, и рассмотрим движение между этими плоскостями. За время  $dt$  выделенная часть крыла перейдет из положения 1 в положение 2 (рис. 3.51);

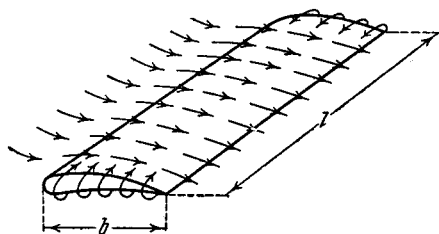


Рис. 3.50. Поток, обтекающий цилиндрическое крыло большого удлинения, можно считать плоским потоком (за исключением торцовых областей).

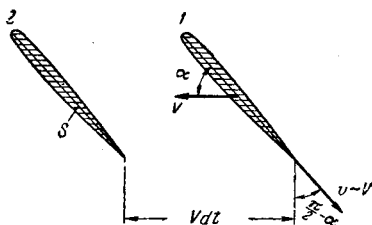


Рис. 3.51. Крыло бесконечно большого размаха ( $\lambda = \infty$ ) при своем движении отбрасывает книзу количество движения среды, пропорциональное  $\rho SV^2 \sin \alpha$ .

при этом она приведет в движение массу среды, пропорциональную  $\rho SV dt$ , где  $S$  есть площадь выделенной части крыла в плане. Предположим, что поток сходит с крыла вдоль его хорды со скоростью, пропорциональной  $V$ ; тогда количество движения, отбрасываемое крылом книзу за время  $dt$ , будет пропорционально  $\rho SV dt V \sin \alpha$ . Из теоремы импульсов следует, что подъемная сила выделенной части крыла пропорциональна  $\rho SV^2 \sin \alpha$ , а при малых углах атаки пропорциональна  $\rho SV^2 \alpha$ .

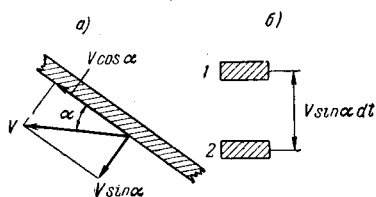


Рис. 3.52. Крыло бесконечно большой хорды ( $\lambda = 0$ ) при своем движении отбрасывает книзу количество движения среды, пропорциональное  $\rho SV_{\infty}^2 \sin^2 \alpha$ : а) продольный разрез крыла; б) два положения разреза крыла плоскостью, перпендикулярной к хорде (в начале и конце промежутка времени  $dt$ ).

Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда крыло имеет очень малое удлинение; теоретически будем предполагать, что  $\lambda = 0$ , т. е. что  $b_{cp} = \infty$ , а  $l$  есть величина конечная (рис. 3.52). Допустим, кроме того, что крыло в плане является прямоугольным и имеет во всех сечениях, перпендикулярных к хорде, одинаковую форму. Тогда можно считать, что поток, обтекающий крыло, одинаков во всех плоскостях, перпендикулярных к хорде. Выделим двумя такими плоскостями часть крыла, площадь которой в плане равна  $S$ , и разложим вектор скорости  $V$  на составляющие  $V \cos \alpha$  вдоль хорды и  $V \sin \alpha$  — перпендикулярно к хорде. Движение крыла вдоль хорды, при тех предположениях, которые были здесь перечислены, не вызовет никакого движения в окружающей среде. Движение среды возникнет только от перемещения крыла в направлении, перпендикулярном к плоскости хорды. При этом за время  $dt$  выделенная часть крыла приведет в движение массу среды, пропорциональную  $\rho SV \sin \alpha dt$ , а количество движения этой массы в направлении, перпендикулярном к плоскости хорды, будет пропорционально  $\rho SV^2 \sin^2 \alpha dt$ . Из теоремы импульсов получаем, что подъемная сила выделенной части крыла пропорциональна  $\rho SV^2 \sin^2 \alpha$ , а при малых углах атаки пропорциональна  $\rho SV^2 \alpha^2$ . Коэффициент подъемной силы в этом случае пропорционален  $2\alpha^2$ . Более подробное вычисление показывает, что коэффициент пропорциональности здесь равен единице, так что при  $\lambda = 0$   $c_y = 2\alpha^2$ .