

СИЛА ДАВЛЕНИЯ ВОЗДУХА НА ДВИЖУЩУЮСЯ ПЛАСТИНУ

Леонид И. Гречихин

Минский государственный высший авиационный колледж,
Минск, Республика Беларусь

DOI: 10.5937/vojtehg62-5369

ОБЛАСТЬ: механика, аэродинамика, газодинамика

ВИД СТАТЬИ: оригинальная научная статья

ЯЗЫК СТАТЬИ: русский

Краткое содержание:

Разработана математическая модель газодинамического обтекания плоской пластины при ее движении с положительным и отрицательным углом атаки. Показано, что при малых скоростях движения пластины подъемная сила и лобовое сопротивление определяются газодинамикой течения воздуха в тыльной области, а при скоростях движения близких к скорости звука решающую роль выполняет ударное взаимодействие пластины с молекулами окружающей среды в передней области. Срывное течение за пластиной при малых скоростях движения не возникает. Определены условия, когда лобовое сопротивление и подъемная сила пластины изменяет знак.

Ключевые слова: газодинамика пластины, молекулярно-кинетическая теория, силовые постоянные.

Введение

Знание силы давления на движущуюся пластину в воздухе является основой для получения таких основных характеристик крыла самолета, как лобовое сопротивление и подъемная сила. Поэтому воздействие воздуха на движущуюся пластину привлекало внимание многих исследователей аэродинамики полета разных летательных аппаратов. Начиная со Ньютона и с учетом закона Бернулли в конечном итоге пришли к выводу, что подъемная сила и лобовое сопротивление определяются следующим образом

$$\bar{P}_y = C_y \frac{\rho v^2}{2} S; \quad \bar{P}_x = C_x \frac{\rho v^2}{2} S. \quad (1)$$

Здесь ρ – плотность окружающей среды; v – скорость движения пластины; S – площадь пластины и соответственно C_y и C_x – постоянные, определяющие подъемную силу и лобовое сопротивление движущейся

щейся пластины в воздухе. Все, что связано с достаточно сложным механизмом взаимодействия движущейся пластины с воздухом, заключено в этих постоянных, которые для каждого случая должны определяться экспериментально. Разные теории аэродинамического обтекания тел сложной формы создавались для получения постоянных C_y и C_x .

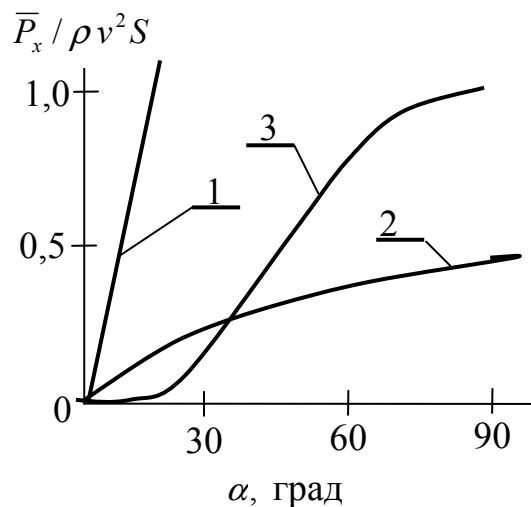


Рис. 1 – Зависимость постоянной C_x от угла атаки: 1 – корпускулярная теория Ньютона; 2 – теория Рэлея и 3 – циркуляционная теория
Slika 1 – Zavisnost konstante C_x od napadnog ugla: 1 – Njutnova korpuskolarna teorija; 2 – Reljeva teorija i 3 – cirkulatorna teorija

Figure 1 – Dependence of the constant C_x on the angle of attack: 1 – Newton's corpuscular theory; 2 – Rayleigh theory and 3 – Circular Theory

Что было ранее получено при разных физических моделях аэродинамического обтекания, проанализировал Т. фон Карман (фон Карман, 2001, стр.208) и эти результаты приведены на рис. 1. В авиации срывное течение изучалось преимущественно экспериментально. Срывное течение порождает возникновение вихрей. Подробное исследование возникновения вихрей в срывном течении принадлежит Т. фон Карману (фон Карман, 2001, стр.208). Анализируя экспериментальные факты, им было установлено, когда и в каких случаях возникают вихри и каков их характер. Шлейф вихрей за движущимся телом был назван «Вихревая дорожка Кармана».

Более общий подход получения постоянных C_y и C_x при непрерывном обтекании с учетом срывного течения предложил Симаков (Симаков, 2013, стр.16-20). Полный анализ экспериментальных данных по срывному течению дан в работе (Беляев, Червяков, 2010, стр.38).

Образование срывного течения с применением молекулярно-кинетической теории рассмотрено в работе (Гречихин, и др., 2012, стр.285). Однако последовательного анализа обтекания применительно к более простому случаю, когда движется обычная плоская пластина конечного размера, не проведено. Поэтому возникла **цель**: рассмотреть этот простой случай, чтобы продемонстрировать насколько важно проводить анализ аэродинамического обтекания с применением молекулярно-кинетического подхода, который объединяет континуальную теорию Даламбера-Эйлера и корпускулярную Ньютона. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- рассмотреть обтекание плоской пластины конечного размера с отрицательным углом атаки;
- рассмотреть обтекание плоской пластины конечного размера с положительным углом атаки;
- провести компьютерное моделирование разных режимов движения плоских пластин;
- сравнить полученные результаты с экспериментальными данными.

Рассмотрим последовательно эти задачи.

Отрицательный угол атаки

Общая схема взаимодействия воздушного потока с движущейся пластиной шириной h и длиной L на рис. 2а.

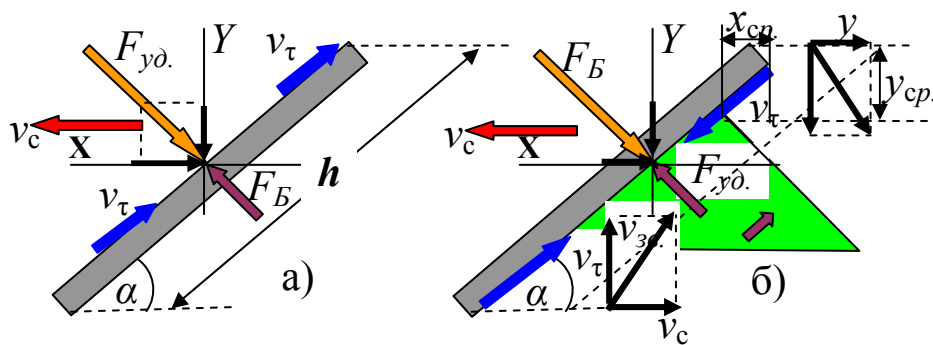


Рис. 2 – Взаимодействие движущейся пластины с воздухом при отрицательном угле атаки: а) передняя область и б) задняя область

Slika 2 – Uzajamna zavisnost pokretne ploče sa vazduhom pri negativnom napadnom uglu: а) prednja oblast i б) zadnja oblast

Figure 2 – Mutual dependence of the movable plate and the air at a negative angle of attack: а) front area and б) rear area

По отношению к пластине скорость движения потока воздуха вдоль нормали и вдоль поверхности составляют

$$v_n = v_c \sin \alpha \text{ и } v_\tau = v_c \cos \alpha. \quad (1)$$

Масса воздуха, которая препятствует движению пластины за время t со скоростью v_c , определяется следующим образом:

$$m = \rho_\infty h \sin \alpha L v_c t, \quad (2)$$

где ρ_∞ - плотность окружающего воздуха.

Импульс, приобретаемый этой массой воздуха по нормали к поверхности, равен

$$p = m v_c \sin \alpha = \rho_\infty h L v_c^2 \sin^2 \alpha t. \quad (3)$$

На основании второго закона Ньютона по нормали к поверхности будет действовать сила

$$F_{y\partial, n} = \frac{dp}{dt} = \rho_\infty h L v_c^2 \sin^2(\alpha). \quad (4)$$

Вдоль поверхности движущейся пластины в соответствии с законом Бернулли нормально к поверхности возникает газодинамическая сила

$$F_{B, n} = \frac{\rho v_\tau^2}{2} S = \frac{1}{2} \rho_\infty v_c^2 \cos^2(\alpha) h L. \quad (5)$$

Результирующая сила, с которой воздух действует на движущуюся пластину нормально ее поверхности

$$F_{n, \text{рез.}} = F_{y\partial, n} - F_{B, n} = \rho_\infty v_c^2 h L (\sin^2(\alpha) - 0,5 \cos^2(\alpha)). \quad (6)$$

За движущейся пластиной в ее тыльной стороне возникает зона разрежения. Потoki воздуха, которые заполняют зону разрежения, с боковых стенок взаимно компенсируются, а сверху и снизу потоки воздуха вдоль тыльной поверхности разные. Результирующая тангенциальная скорость равна разности

$$v_{\tau, \text{рез.}} = v_p [\sin(\alpha + \gamma) - \sin(\alpha - \gamma)], \quad (7)$$

где $v_p = \sqrt{v_{3\partial}^2 + v_c^2}$ и $\gamma = \text{arctg}\left(\frac{v_c}{v_{3\partial}}\right)$.

С такой скоростью снизу вверх движется поток воздуха вдоль тыльной стороны пластины и сталкивается с потоком воздуха, возникающего с верхней кромки пластины, образуя четырехгранный конус с потоком воздуха снизу вверх. Каким образом происходит заполнение зоны разрежения за тыльной стороной пластины показано

на рис. 2б. На основании закона сохранения массы следует: количество воздуха, которое возмущается движущейся пластиной, равна массе воздуха, заполняющая зону разрежения со всех четырех сторон. Запишем закон сохранения массы

$$\rho_{\infty} S_n v_c \Delta t \cong 4\rho \left(\frac{1}{2} xy \right) L. \quad (8)$$

Здесь $\Delta t = y / v_{зв.}$.

Из (8) следует, что

$$x_{ср.} = 0,5 \frac{\rho_{\infty} h v_c \sin \alpha}{\rho v_{зв.}}. \quad (9)$$

Здесь $v_{зв.} = \sqrt{\gamma k_B T / m_a}$ - скорость звука, γ = отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, k_B - постоянная Больцмана и m_a - средняя масса молекул воздуха, а плотность воздуха в зоне разрежения

$$\rho = \rho_{\infty} \exp \left(- \frac{m_a v_{\tau,pez.}^2}{2k_B T} \right). \quad (10)$$

На расстоянии $x_{ср.}$ разность давлений в зоне разрежения и окружающей среды выравниваются, и прекращается поступление воздуха из окружающей среды. Вследствие этого за пластиной образуется срыв течения с пониженным давлением, определяемым по формуле

$$P = P_{\infty} \exp(-m v_{v,pez.}^2 / 2k_B T) \text{ или } P = P_{\infty} - 0,5 \rho v_{\tau,pez.}^2, \quad (11)$$

Вершина угла четырехгранного конуса в плоскости XY составляет $\pi/2 - \gamma$. Отсюда следует, что с ростом скорости движения пластины возрастает удаление вершины конуса от пластины. При движении пластины со скоростью звука вершина конуса составляет угол $\pi/4$.

До расстояния $x_{ср.}$ тангенциальная составляющая скорости заполнения зоны разрежения определена выше по формуле (7), а нормальная приобретает значение

$$v_{n,pez.} = v_p [\cos(\alpha + \gamma) + \cos(\alpha - \gamma)] \quad (12)$$

Массу воздуха, участвующую в заполнении зоны разрежения и ударно воздействующую на пластину следует учитывать только с трех сторон – две боковых и верхнюю сторону пластины. Нижняя сторона пластины нормальной составляющей скорости заполнения зоны разрежения практически не обладает. Тогда

$$F'_{y\partial,n} = \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{4} m 2v_{n,pez.} \right) = \frac{3}{2} \rho_{\infty} h L v_{n,pez.} v_c \sin \alpha . \quad (13)$$

Сила ударного действия уменьшает лобовое сопротивление движущейся пластины, а сила, обусловленная законом Бернулли, наоборот увеличивает лобовое сопротивление и преимущественно реализуется только с одной нижней стороны. После не сложных преобразований с учетом (7) газодинамическое давление равно

$$F'_{B,n} = 0,5 \rho v_{\tau,pez.}^2 x_{cp} L / \cos \alpha . \quad (14)$$

Результирующая сила есть разность

$$F'_{pez.,n} = F'_{B,n} - F'_{y\partial,n} . \quad (15)$$

Эта сила вдоль оси X-ов определяет лобовое сопротивление, а вдоль оси Y-ов – подъемную силу.

Масса воздуха в области за срывным течением, сосредоточена в четырехгранном конусе и является неподвижной. Поэтому она создает газодинамическую силу, обусловленную разностью давлений между передней и задней стенкам движущейся пластины. Эта сила вдоль оси X-ов равна

$$F''_n = (P_{\infty} - P)(hL - 4x_{cp} L / \cos \alpha) . \quad (16)$$

Здесь давление P определяется по формуле (11).

Следовательно, общая сила, которая воздействует на движущуюся пластину с передней и задней стороны нормально ее поверхности, равна

$$F_{n,общ.} = F_{n,pez.} + F'_{pez.,n} + F''_n . \quad (17)$$

Пластина, движущаяся с отрицательным углом атаки, испытывает лобовое сопротивление

$$\bar{P}_X = F_{n,общ.} \sin \alpha \quad (18)$$

и подъемную силу

$$\bar{P}_Y = F_{n,общ.} \cos \alpha . \quad (19)$$

Положительный угол атаки

Картина взаимодействия движущейся пластины с положительным углом атаки показана на рис. 3. Пластина обладает размерами: ширина h и длина L .

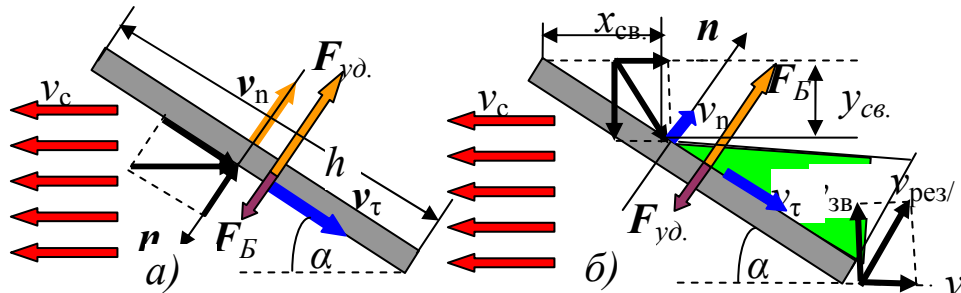


Рис. 3 – Картина обтекания движущейся пластины при положительном угле атаки: а) в передней плоскости; б) в задней плоскости

Slika 3 – Slika opstrujavanja pokretne ploče pri pozitivnom napadnom uglu: а) u prednjoj ravni; б) u zadnjoj ravni

Figure 3 – Flow around a movable plate at a positive angle of attack: а) in the frontal plane б) in the rear plane

Скорость движения потока воздуха вдоль нормали и вдоль поверхности составляют

$$v_n = v_c \sin \alpha \text{ и } v_\tau = v_c \cos \alpha . \quad (20)$$

Масса воздуха, которая препятствует движению пластины за время t со скоростью v_c , определится следующим образом:

$$m = \rho_\infty S v_c t = \rho_\infty h L \sin(\alpha) v_c t . \quad (21)$$

Импульс, приобретаемый этой массой воздуха по нормали к поверхности, равен

$$p = m v_c \sin \alpha = \rho_\infty h L v_c^2 \sin^2(\alpha) t . \quad (22)$$

На основании второго закона Ньютона по нормали к поверхности действует сила

$$F_{y_{д.,n}} = \frac{dp}{dt} = 2 \rho_\infty h L v_c^2 \sin^2(\alpha) . \quad (23)$$

Вдоль поверхности пластины в соответствии с законом Бернулли нормально к поверхности возникает газодинамическая сила

$$F_{B,n} = \frac{\rho_\infty v_\tau^2}{2} S = \frac{1}{2} \rho_\infty v_c^2 \cos^2(\alpha) h L . \quad (24)$$

Результирующая сила, с которой воздух действует на движущуюся пластину нормально ее поверхности

$$F_{n,pez.} = F_{y\partial.,n} - F_{B,n} = \rho v_c^2 h L (\sin^2(\alpha) - 0,5 \cos^2(\alpha)) \quad (25)$$

За движущейся пластиной в ее тыльной стороне возникает срывное течение, в котором давление падает до величины

$$P = P_\infty \exp(-mv_{\tau,pez.}^2 / 2k_B T) \text{ или } P = P_\infty - 0,5 \rho v_{\tau,pez.}^2. \quad (26)$$

Возникшее разрежение воздуха заполняется потоком воздуха окружающей среды со скоростью звука. Эта ситуация показана на рис. 36. На основании закона сохранения массы следует, что количество воздуха, которое возмущается движущейся пластиной, равно такой же массе воздуха, которая заполняет зону разрежения со всех четырех сторон. Запишем закон сохранения массы для случая, приведенного на рис. 36

$$\rho_\infty S_n v_c \Delta t \cong 4\rho \left(\frac{1}{2} x_{cp.} y_{cp.} \right) L. \quad (27)$$

Здесь $\Delta t = y_{cp.} / v_{зв.}$, а $v_{зв.} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_a}}$ - скорость звука. Из (27)

следует, что

$$x_{cp.} = 0,5 \frac{\rho_\infty}{\rho} \frac{h v \sin \alpha}{v_{зв.}}. \quad (28)$$

На этом расстоянии разность давлений за пластиной на удалении от края $x_{cp.}$ и окружающей среды выравниваются, и прекращается поступление воздуха из окружающей среды. Вследствие этого за пластиной образуется срыв течения и формируется воздушная среда в виде четырехгранного конуса с пониженным давлением, определяемым по формуле (26). Однако скорость подставляется та, которая возникает в момент отрыва на расстоянии $x_{cp.}$ по оси X-ов. Вершина угла четырехгранного конуса в плоскости XY составляет $\pi/2 - \gamma$. Отсюда следует, что с ростом скорости движения пластины возрастает удаление вершины конуса от плоскости пластины. При движении пластины со скоростью звука вершина конуса составляет угол $\pi/4$.

Так как относительно движущейся пластины поток воздуха несколько запаздывает, тогда результирующая скорость заполнения зоны разрежения в тыльной стороне пластины определяется следующим образом

$$v_p = \sqrt{v_{зв.}^2 + v_c^2}. \quad (29)$$

С расстояния x_{cp} нормальная и тангенциальная составляющие скорости заполнения зоны разрежения приобретают значения

$$\begin{aligned} v_{n,рез.} &= v_p [\cos(\alpha + \gamma) + \cos(\alpha - \gamma)] \text{ и} \\ v_{\tau,рез.} &= v_p [\sin(\alpha + \gamma) - \sin(\alpha - \gamma)] \end{aligned} \quad (30)$$

Общая масса воздуха, которая участвует в заполнении зоны разрежения со всех четырех сторон пластины

$$m = \rho_{\infty} h \sin \alpha L v_c t. \quad (31)$$

Эта масса воздуха создает ударное воздействие на пластину

$$F'_{y\delta.,n} = \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} m v_{n,рез.} \right) = \frac{3}{2} \rho_{\infty} h \sin \alpha L v_c v_{n,рез.} \quad (32)$$

и своим действием уменьшает лобовое сопротивление движущейся пластины.

Наличие тангенциальной составляющей скорости движения потока воздуха создает силу, обусловленную законом Бернулли

$$F'_{Б,n} = 0,5 \rho v_{\tau,рез.}^2 x_{cp} L / \cos \alpha. \quad (33)$$

Результирующая сила есть разность

$$F'_{рез.,n} = F'_{Б,n} - F'_{y\delta.,n}. \quad (34)$$

Эта сила вдоль оси X-ов определяет лобовое сопротивление, а вдоль оси Y-ов – подъемную силу.

Масса воздуха, сосредоточенная в четырехгранном конусе, движется вдоль поверхности пластины со скоростью $v_{\tau,рез.}$. Поэтому она создает газодинамическую силу, обусловленную разностью давлений между передней и задней стенкам движущейся пластины. Эта сила нормально к поверхности пластины равна

$$F''_n = (P_{\infty} - P)(\delta l - 4x_{cp} l / \cos \alpha). \quad (35)$$

Таким образом, общая сила, которая воздействует на движущуюся пластину с передней и задней стороны равна

$$F_{n,общ.} = F_{n,рез.} + F'_{рез.,n} + F''_n. \quad (36)$$

Пластина, движущаяся с положительным углом атаки, испытывает лобовое сопротивление

$$\bar{P}_X = F_{n,общ.} \sin \alpha \quad (37)$$

и подъемную силу

$$\bar{P}_Y = F_{n,общ.} \cos \alpha \quad (38)$$

Компьютерное моделирование разных режимов движения

На основании полученных формул для определения подъемной силы и лобового сопротивления плоских пластин разработана программа компьютерного моделирования разных режимов движения плоских пластин в неподвижной атмосфере. Результаты расчетов лобового сопротивления и подъемной силы в зависимости от положительного и отрицательного значения угла атаки при некоторых скоростях движения пластины сведены в табл. 1.

Таблица 1 – Зависимость лобового сопротивления и подъемной силы для пластины размером 1x1,5 м² от угла атаки и скорости движения пластины
Tabela 1 – Zavisnost čeonog otpora i sile uzgona ploče površine 1x1,5 m² od napadnog ugla i brzine kretanja ploče
Table 1 – Dependence of the frontal resistance and the lifting force of the 1x1.5 m² plate on the angle of attack and the plate movement speed

Параметры	Скорость движения пластины, м/с								
	5	35	65	95	125	155	185	215	245
$\alpha = \mp 10^\circ$									
F _{лс} , кГ	1,12	52,5	152	175	175	145	75,3	-44	-226
F _{пс,1} кГ	-6,37	-297	-863	-991	-991	-821	-427	250	1280
F _{пс,2} кГ	6,37	297	863	991	992	821	427	-250	-1280
$\alpha = \mp 35^\circ$									
F _{лс} , кГ	3,2	151	460	824	1090	1052	422	-1210	-4300
F _{пс,1} кГ	-4,56	-216	-658	-1180	-1560	-1500	-603	1730	6150
F _{пс,2} кГ	4,56	216	658	1180	1560	1500	603	-1730	-6150
$\alpha = \mp 55^\circ$									
F _{лс} , кГ	3698	202	657	1300	2030	2740	3290	3480	3070
F _{пс,1} кГ	-268	-142	-460	-907	-1420	-1920	-2300	-2440	-2150
F _{пс,2} кГ	268	142	460	907	1420	1920	2300	2440	2150

Относительные силовые характеристики лобового сопротивления и подъемной силы для положительных и отрицательных углов атаки приведены на рис. 4.

Начиная со скорости 200 м/с и выше при малых углах атаки лобовое сопротивление меняет знак на отрицательный, т.е., пластина ускоряется, а не тормозится. Так при скорости движения 220 м/с до угла 44° лобовое сопротивление отрицательное с максимумом 1770 кГ при угле атаки 33°. Соответственно при скорости движения 260 м/с отрицательное лобовое сопротивление достигает 51° с максимальным значением 6540 кГ при угле 36°. В табл. 1 приведены отрицательные значения лобового сопротивления при скоростях движения 215 м/с и 245 м/с. Когда изменяется знак лобового сопротивления, то происходит изменение знака и для подъемной силы. Пластина просто падает под действием мощной силы.

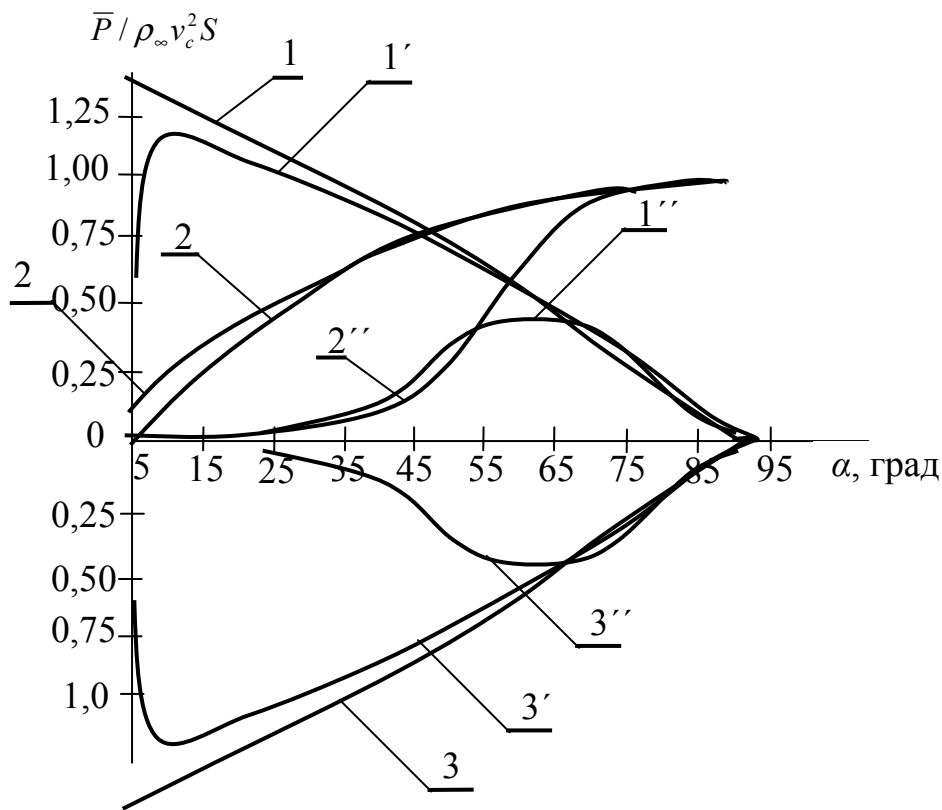


Рис. 4. Зависимость относительных силовых постоянных от угла атаки при разных скоростях движения пластины: скорость движения 5 м/с 1 – подъемная сила при положительном угле атаки; 2 – лобовое сопротивление и 3 – подъемная сила при отрицательном угле атаки; соответственно 1', 2', 3' при скорости движения 50 м/с и 1'', 2'', 3'' – при скорости движения 180 м/с

Slika 4 – Zavisnost konstanti aerodinamičkih sila od napadnog ugla pri različitim brzinama kretanja ploče: brzina kretanja 5 m/s 1 – sila uzgona pri pozitivnom napadnom uglu; 2 – čeoní otpor i 3 – sila uzgona pri negativnom napadnom uglu; odgovarajuće pozicije su 1', 2', 3' pri brzini kretanja 50 m/s i 1'', 2'', 3'' pri brzini kretanja 180 m/s.

Figure 4 – Dependence of the constants of aerodynamic forces on the angle of attack at different speed values of plate movement: a speed of 5m/s 1- lifting force at a positive angle of attack; 2- frontal resistance and 3 – lifting force at a negative angle of attack; corresponding positions are 1', 2', 3' at a speed of 50m/s and 1'', 2'', 3'' at a speed of 180m/s

Такое удивительное свойство движущихся пластин с отрицательным и положительным углом атаки в атмосфере Земли следует учитывать при разработке разных устройств механизации для крыльев самолета и его рулей направления и высоты.

Литература/Literature

Беляев, Е.Н., & Червяков, В.В. 2010. Срывные течения жидкостной и газовой фазы. *Двигатель*, 69(3), стр. 38.

Гречихин, Л.И., Лапцевич, А.А., & Куць, Н.Г. 2012. *Аэродинамика летательных аппаратов*. Мн: ИООО «Право и экономика»., стр. 285.

Симаков, Н.Н. 2013. Расчет обтекания и сопротивления шара в ламинарном и сильно турбулентном потоке. *Журнал технической физики*, 83(4), стр. 16-20.

фон Карман, Т. 2001. *Аэродинамика: Избранные темы в их историческом развитии*. Ижевск., стр. 208.

SILA KOJOM VAZDUH PRITISKA POKRETNU PLOČU

Leonid Ivanovič Grečihin
Državni viši koledž za vojno vazduhoplovstvo u Minsku,
Republika Belorusija

OBLAST: mašinstvo, aerodinamika, gasna dinamika
VRSTA ČLANKA: originalni naučni članak
JEZIK ČLANKA: ruski

Sažetak:

U radu je razrađena matematički model gasodinamičkog opstrujavanja ravne ploče pri njenom kretanju sa pozitivnim i negativnim naponim uglom. Pokazalo je da pri malim brzinama kretanja, silu uzgona i čeonu otpor određuje gasodinamički tok vazduha u izlaznoj oblasti opstrujavanja, a pri brzinama kretanja koje su bliske brzini zvuka odlučujuću ulogu vrši uzajamno udarno dejstvo ploče sa molekulima okružujuće sredine u ulaznoj oblasti opstrujavanja. Otcepljena struja iza ploče se ne pojavljuje pri malim brzinama kretanja. Određeni su uslovi kada čeonu otpor i sila uzgona ploče menjaju znak.

Ključne reči: *gasodinamika ploče, molekularno-kinetička teorija, konstante sile.*

FORCE OF THE AIR PRESSURE ON A MOVING PLATE

Leonid Ivanovich Gretchihin
Minsk State Higher Aviation College, Department of Natural Science
Disciplines, Minsk, Republic of Belarus

FIELD: Mechanics, Aerodynamics, Gas Dynamics
ARTICLE TYPE: Original Scientific Paper
ARTICLE LANGUAGE: Russian

Abstract:

This paper developed a mathematical model of gas dynamic fluid flow for a flat plate during its movement with positive and negative angles of attack. It is shown that at low velocities, the lifting force and the frontal resistance are determined by gasdynamic air flow in the fluid flow exit area while at velocities close to the speed of sound the decisive role is played by a mutual effect of the plate colliding with molecules of the surrounding environment in the fluid flow incidence field. The airflow behind the plate does not appear at low velocities. The conditions when the frontal resistance and the lifting force change the sign are determined.

Key words: *gasdynamic plate, molecular-kinetic theory, force constants.*

Дата получения работы/Paper received on: 21. 01. 2014.

Дата получения исправленной версии работы/Manuscript corrections submitted on:
03. 04. 2014.

Дата окончательного согласования работы /Paper accepted for publishing on:
05. 04. 2014.