

УДК 531.55

О ДИНАМИКЕ ПОЛЕТА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ТЕЛ В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

БОРИСЕНКО И. Т., ЛОКШИН Б. Я., ПРИВАЛОВ В. А.

Рассмотрены некоторые вопросы динамики твердого осесимметричного тела, перемещающегося в воздушной среде и одновременно вращающегося вокруг оси симметрии. Наряду с гироскопическими силами учитываются и силы аэродинамического воздействия, в том числе неконсервативные. Для тел типа эллипсоидов и осесимметричных твердых тел, находящихся в свободном полете, а также парашютов, помещенных в аэродинамическую трубу, выделены установившиеся режимы движений и исследована их устойчивость.

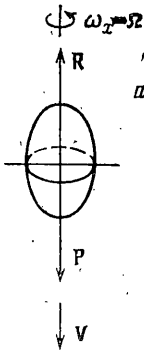
1. Рассмотрим движение твердого осесимметричного вращающегося тела в воздухе под действием силы веса P , аэродинамического воздействия и, быть может, реактивной силы. Вращение тела вокруг оси симметрии происходит за счет взаимодействия тела с обтекающим его потоком воздуха. В результате этого взаимодействия может возникнуть режим так называемой авторотации, когда тело под воздействием стационарного потока воздуха вращается вокруг оси симметрии с постоянной вполне определенной угловой скоростью.

Считаем, что центральный эллипсоид инерции тела является эллипсоидом вращения вокруг оси симметрии и центр тяжести тела находится на оси симметрии.

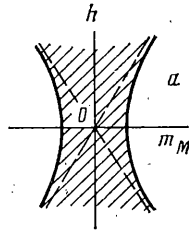
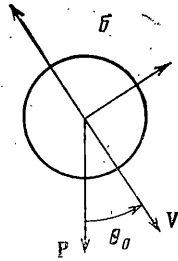
Предположим, что в процессе движения угол между осью симметрии тела и вектором угловой скорости тела мал. Это позволяет считать обтекание квазистационарным. Тогда аэродинамическое воздействие на тело может быть задано в виде аналитических функций координат, определяющих движение тела относительно покоящегося воздуха.

Силы и моменты, обусловленные аэродинамическим воздействием, спроектируем на оси правой системы координат $Oxyz$ с началом в точке O — центре масс тела, Ox — ось симметрии тела. Через V обозначим вектор скорости центра масс, а через α — угол атаки, т. е. угол между вектором V и осью Ox ; ось Oy лежит в плоскости угла атаки. Главный вектор R аэродинамических сил имеет три составляющие: вектор силы лобового сопротивления, направленный противоположно вектору V ; вектор подъемной силы, перпендикулярный к V и лежащий в плоскости Oxy ; вектор боковой силы, перпендикулярный плоскости угла атаки (назовем ее силой Магнуса). Каждую компоненту проекций аэродинамического момента M на оси Ox , Oy , Oz представим в виде суммы двух составляющих: крутящей и демпфирующей. Предположим также, что обтекание тела обладает определенной симметричностью, которая проявляется в характерной четной или нечетной зависимости аэродинамических коэффициентов от угла атаки α и безразмерной угловой скорости вокруг оси симметрии [1]. Для тел, имеющих еще и плоскость симметрии, перпендикулярную оси симметрии, аэродинамические коэффициенты являются четными и нечетными функциями угла $\delta = \frac{1}{2}\pi - \alpha$.

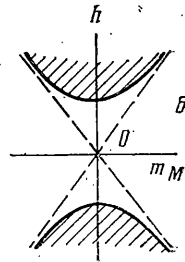
Особый интерес представляет исследование влияния силы Магнуса и ее момента на движение тела, так как именно это воздействие наряду с



Фиг. 1



Фиг. 2



гироскопическими силами отличает динамику вращающегося тела в воздухе от невращающегося (вращающегося в пустоте).

Рассмотрим сначала движение тел типа эллипсоидов, вытянутых вдоль оси симметрии или сплюснутых аналогично диску.

Пусть центр масс тела находится в точке пересечения оси симметрии и экваториальной плоскости симметрии. При движении такого тела в воздухе возможны три установившихся режима [2]:

режим вертикального снижения, когда ось симметрии и вектор V скорости ориентированы вертикально, угол α равен нулю, эффекты Магнуса не проявляются, а главный вектор всех сил равен нулю (фиг. 1, а);

режим планирования, когда ось симметрии горизонтальна, вектор скорости лежит в экваториальной плоскости и составляет постоянный угол θ_0 с вертикалью, угол α равен $1/2\pi$, а сила лобового сопротивления, сила Магнуса и сила веса образуют уравновешенную систему сил (фиг. 1, б);

режим винтового движения, при котором ось симметрии тела, вектор V скорости и главный вектор всех сил вращаются только вокруг вертикали, причем с одной и той же угловой скоростью, угол α постоянен и отличен от 0 и $1/2\pi$, главный вектор постоянен по модулю и направлен горизонтально.

2. Для анализа устойчивости установившихся режимов движения рассмотрим уравнения в вариациях, из которых относительно первого режима выделяется подсистема шестого порядка следующего вида:

$$X'' + (D+G)X' + (K+N)X = BY, \quad Y' + (T+P)Y = CX \quad (2.1)$$

$$D = \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix}, \quad G = \begin{vmatrix} 0 & -h \\ h & 0 \end{vmatrix}, \quad K = \begin{vmatrix} -m_\alpha & 0 \\ 0 & -m_\alpha \end{vmatrix}, \quad N = \begin{vmatrix} 0 & -m_M \\ m_M & 0 \end{vmatrix},$$

$$B = \begin{vmatrix} m_\alpha & m_M \\ -m_M & m_\alpha \end{vmatrix}, \quad P = \begin{vmatrix} 0 & -c_M \\ c_M & 0 \end{vmatrix}, \quad T = \begin{vmatrix} a + c_\alpha & 0 \\ 0 & a + c_\alpha \end{vmatrix}, \quad C = \begin{vmatrix} -c_\alpha & 0 \\ 0 & c_\alpha \end{vmatrix}$$

Здесь X и Y — матрицы-столбцы. Столбец X описывает быстрое движение, его компоненты — углы между осью симметрии тела и двумя вертикальными взаимно перпендикулярными неподвижными плоскостями. Столбец Y описывает медленное движение и составлен из углов между вектором V и этими же двумя плоскостями. Безразмерные коэффициенты m_T , m_M , m_α характеризуют соответственно демпфирующий момент, момент Магнуса и восстанавливающий (если $m_\alpha < 0$) или опрокидывающий (если $m_\alpha > 0$). Безразмерные коэффициенты c_α , c_M , a характеризуют подъемную силу, силу Магнуса, силу веса (h — кинетический момент).

Пренебрегая взаимным влиянием быстрых и медленных движений, можно провести приближенный анализ влияния структуры сил на устойчивость рассматриваемого движения. Из первого уравнения системы (2.1)

видно, что матрицы D , G , K и N определяют соответственно диссипативные, гироскопические, консервативные и неконсервативные силы, т. е. эффект Магнуса приводит к появлению неконсервативных сил в системе.

Для вытянутых эллипсоидов $m_\alpha > 0$, так что под действием одних только консервативных сил рассматриваемое движение неустойчиво [3]. Степень неустойчивости четная, и за счет гироскопических сил это движение можно стабилизировать [3]. Для этого необходимо, чтобы $|h| > 2(m_\alpha)^{1/2}$ (это известное условие Маиевского [4]). Наличие хотя бы малых сил с полной диссипацией ($D > 0$) в соответствии с теоремой Томпсона и Тета разрушает с течением времени достигнутую устойчивость. Эти утверждения имеют более общий характер и, как показано в [5], справедливы для более широкого класса осесимметричных тел. С другой стороны, при $m_\alpha > 0$ матрица K отрицательно определена, и в случае $D = 0$, $G = 0$ рассматриваемое движение остается неустойчивым [6] и при любых неконсервативных силах N .

В случае сплюснутого эллипсоида, когда $m_\alpha < 0$, режим вертикального снижения при одних только консервативных силах уже устойчив. В этом случае добавление гироскопических и диссипативных сил не разрушает устойчивости этого режима. В то же время добавление неконсервативных сил может в принципе разрушить эту устойчивость.

Для количественной оценки влияния действующих сил на устойчивость вертикального снижения в общем случае введем новые переменные $\Phi = x_1 + ix_2$ и $\theta = y_1 + iy_2$, где x_i , y_i — компоненты столбцов X и Y . Тогда систему уравнений (2.1) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi'' + (m_T + ih)\Phi' - (m_\alpha - im_M)\Phi &= -(m_\alpha - im_M)\theta \\ \theta' + (a + c_\alpha - ic_M)\theta &= (c_\alpha + ic_M)\Phi \end{aligned}$$

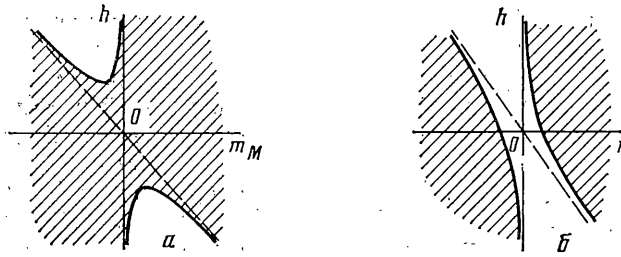
Характеристическое уравнений этой системы

$$\begin{aligned} \lambda^3 + [a + c_\alpha + m_T + i(h - c_M)]\lambda^2 + \\ + [(a + c_\alpha - ic_M)(m_T + ih) - (m_\alpha - im_M)]\lambda - (m_\alpha - im_M) = 0. \end{aligned}$$

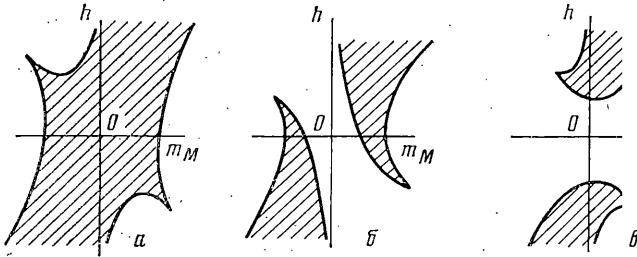
имеет три комплексных корня, которые, пользуясь разделением на быстрое и медленное движения, приближенно можно выписать в явном виде. Условия отрицательности их действительных частей и представляют собой условия устойчивости. Так, для устойчивости быстрых движений необходимо выполнение неравенства [7]:

$$\begin{aligned} m_M^2 + m_M(a + c_\alpha)(h + c_M) - c_\alpha m_T(h + c_M)^2 < \\ < [-m_\alpha + (a + c_\alpha)m_T](a + c_\alpha + m_T)^2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

На фиг. 2, *a*, *b* соответственно отмечены штриховкой возможные области выполнения неравенства (2.2) при $m_\alpha < (a + c_\alpha)m_T$ и $m_\alpha > (a + c_\alpha)m_T$. Видно, что в случае сплюнутого эллипсоида ($m_\alpha < 0$) существует диапазон возможных значений момента Магнуса (m_M), когда для устойчивости не требуется гироскопической стабилизации, а для достаточно удлиненных тел даже в случае отсутствия момента Магнуса требуется гироскопическая стабилизация. Опуская для кратности аналогичный анализ для медленных движений, приведем его результаты при $c_M = 0$. На фиг. 3, *a*, *b*, представлены области устойчивости, соответствующие ситуациям $m_\alpha \equiv \equiv (0, (a + c_\alpha)m_T)$ и $m_\alpha \equiv \equiv (0, (a + c_\alpha)m_T)$. Видно, что для устойчивости медленных движений гироскопические силы должны быть ограничены в зависимости от величины момента Магнуса. Таким образом, область устойчивости вертикального снижения приближенно можно получить на основе проведенного разбиения системы на быструю и медленную части и последующего совместного анализа фиг. 2 и 3. Один из возможных вариантов точного анализа представлен на фиг. 4, *a*, *b* соответственно при $m_\alpha < 0$,



Фиг. 3



Фиг. 4

$m_a \in (0, (a+c_a)m_T)$, $m_a > (a+c_a)m_T$. Симметрия области устойчивости относительно начала координат несколько нарушится при $C_M \neq 0$. Из фиг. 4 видно, что даже при наличии неконсервативных сил Магнуса режим вертикального снижения всегда можно стабилизировать за счет гироскопических сил. С другой стороны, также видно, что при заданных гироскопических силах наличие неконсервативного момента Магнуса может привести к потере устойчивости исследуемого движения.

3. Исследуем устойчивость второго стационарного движения симметричного тела — режима планирования. Уравнения в вариациях для этого режима распадаются на две группы. Первую образуют уравнения относительно вариации скорости V , угла планирования θ_0 и скорости вращения ω_x вокруг оси симметрии. Эти переменные асимптотически стремятся к нулю [2]. Вторая группа уравнений имеет вид

$$X'' + (D+G)X' = \delta B, \quad \delta' + c_\delta \delta = CX + MX'$$

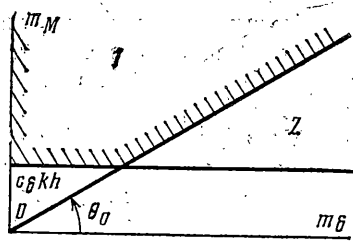
$$B = \{m_\delta \sin \theta_0 - m_M \cos \theta_0, \quad m_M \sin \theta_0 - m_\delta \cos \theta_0\}^T$$

$$C = \{0, a\}, \quad M = \{-\sin \theta_0, \cos \theta_0\}$$

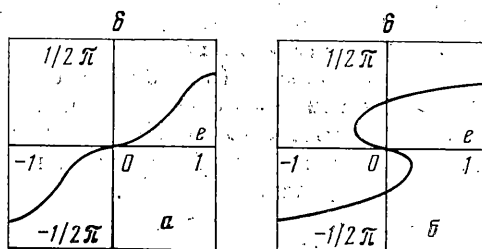
Здесь X — двумерная матрица-столбец, компонентами которой являются величины угла поворота оси симметрии вокруг вертикали и угла ее наклона к горизонту, $\delta = \frac{1}{2}\pi - \alpha$ — угол между вектором V и экваториальной плоскостью. Для анализа устойчивости выпишем характеристическое уравнение системы

$$\lambda[\lambda^4 + 2(m_T + c_\delta)\lambda^3 + (h^2 + m_T^2 + 2c_\delta + m_T)\lambda^2 + (m_T^2 c_\delta + h m_M + m_T m_\delta + h^2 c_\delta + a m_M \sin \theta_0 + a m_\delta \cos \theta_0)\lambda + ah(m_M \cos \theta_0 - m_\delta \cos \theta_0)] = 0$$

Нулевой корень соответствует углу поворота всей системы вместе с вектором V вокруг вертикали. Отсюда ясно, что вертикальная плоскость, в которой происходит планирование, не сохраняет своей ориентации при наличии возмущений, хотя само планирование может быть устойчивым [8]. Рассматриваемый режим движения представляет интерес для вытянутых



Фиг. 5



Фиг. 6

эллипсоидов, для которых $m_b < 0$ в окрестности режима планирования. Одним из необходимых условий устойчивости планирования является неравенство [8]:

$$m_M > m_b \operatorname{tg} \theta_0 \quad (3.1)$$

близкое к достаточному, если значение h достаточно велико.

Относительно третьего установившегося режима — винтового, в котором центр масс тела перемещается по винтовой линии [9], отметим, что необходимым условием его существования является нарушение условия (3.1) устойчивости режима планирования. На фиг. 5 представлено разбиение плоскости параметров m_M и m_b , цифрой 1 и штриховкой отмечена область устойчивости режима планирования, цифрой 2 — область существования винтового движения. Можно показать, что если значение угла δ в этом винтовом движении достаточно мало, то оно будет устойчивым в той части области своего существования, где $|m_M| < |m_b|$ [10].

4. Выше рассматривались установившиеся режимы движения симметричных тел, когда центр масс находился в геометрическом центре тела. Рассмотрим более общий случай, когда центр масс тела лежит в произвольной точке оси симметрии. Обозначим через e безразмерное расстояние между центром масс и геометрическим центром тела. В [10] показано, что при достаточно малых смещениях центра масс ($|e| \ll 1$) приближенное значение угла δ в установившемся винтовом движении пропорционально величине $e^3 (m_M - m_b \operatorname{tg} \theta_0)$. Угол β наклона оси к горизонту, а также угловая скорость вращения тела вокруг вертикали пропорциональны величине e . На фиг. 6 представлены примеры численного расчета значений угла δ для случая устойчивого а) и неустойчивого б) планирования. Видно, что если при $e=0$ планирование было устойчивым, то при $e \neq 0$ оно переходит в устойчивое винтовое движение тела и никаких других винтовых движений не возникает. Если же при $e=0$ планирование было неустойчивым, а устойчивыми были два симметричных винтовых движения, то при $e \neq 0$ вместо неустойчивого планирования появляется неустойчивое винтовое движение, а вместо двух симметричных винтовых движений появляются два других винтовых движений, устойчивых, по крайней мере, в некоторой окрестности точки $e=0$. С увеличением e радиус винтовой линии в одном движении уменьшается, а в другом — увеличивается. При некотором значении $e=e^*$ устойчивость второго винтового режима разрушается и остается лишь одно винтовое движение.

5. Рассмотрим теперь движение в воздухе осесимметричного тела, не имеющего экваториальной плоскости симметрии. Задачи об исследовании устойчивости движения таких тел обычно связаны с динамикой полета различных осесимметричных летательных аппаратов, в том числе парашютов.

В динамике полета таких аппаратов часто рассматриваются задачи об устойчивости в коротко-периодическом движении. Так, Н. Г. Четаевым рассматривалась [4] задача об устойчивости вращательных движений оси артиллерийского снаряда. Аэродинамическое воздействие было представлено силой, проходящей через ось симметрии.

Более полный учет аэродинамического воздействия существенно дополняет картину явления. Так, для статически устойчивых вращающихся летательных аппаратов ($m_\alpha < 0$) при совпадении угловой скорости вращения вокруг оси симметрии с круговой частотой собственных поперечных колебаний оси симметрии любой возмущающий момент, обусловленный, например, слабой асимметрией аппарата, приводит к существенному возрастанию полного угла атаки [11]. Поскольку в полете скорости движения центра масс аппарата, а вместе с ней и частота собственных поперечных колебаний оси симметрии непрерывно меняются и в ту же сторону меняется скорость вращения вокруг оси симметрии, то такая «резонансная» ситуация может происходить в интервале времени, сравнимом с периодом фугоидных колебаний. В этом случае нельзя ограничиться исследованием устойчивости коротко-периодического движения.

В случае, далеком от резонанса, отметим, что, как было показано выше, для статически устойчивого симметричного тела условия устойчивости вертикального снижения накладывают связь на значение момента Магнуса и гироскопический момент. В коротко-периодическом движении рассматриваемого тела имеет место аналогичный результат, но это условие является лишь необходимым для «правильности» полета летательного аппарата. Проведенный анализ показал, что, в отличие от условий Маиевского, накладываются на угловую скорость собственного вращения ограничение снизу, в рассматриваемом случае ($m_\alpha < 0$), условие устойчивости накладывает ограничение на скорость собственного вращения сверху [7], если значение момента Магнуса находится вне некоторого малого интервала (фиг. 2).

6. В последнее время широко развиваются теоретические и экспериментальные методы определения всех компонент аэродинамического воздействия на тело, что позволяет более точно предсказать поведение тела в полете. В связи с этим представляет интерес исследование устойчивости стационарных состояний или установившихся движений осесимметричных тел, помещенных в аэродинамическую трубу и закрепленных там в одной из точек оси симметрии. Одним из распространенных объектов такого рода является парашют. В настоящее время имеется достаточное экспериментальное подтверждение того, что полностью раскрывшийся парашют ведет себя как некоторое твердое тело, а моменты инерции которого несколько отличаются от соответствующих значений собственно парашюта.

Приравняв нулю момент аэродинамических сил относительно закрепленной точки, получим соотношение для определения балансировочных значений угла атаки α для невращающегося парашюта [12]:

$$c_V \sin \alpha + c_L \cos \alpha = 0 \quad (6.1)$$

где c_V и c_L — коэффициенты силы лобового сопротивления и подъемной силы. Каждое решение $\alpha = \alpha_0$ этого уравнения соответствует определенному стационарному состоянию. В силу предполагаемой симметрии обтекания коэффициент $c_L(\alpha)$ является нечетной функцией угла α и одним из решений уравнения (6.1) является $\alpha = 0$. Это решение соответствует стационарному состоянию, при котором ось симметрии парашюта параллельна оси трубы. Условие асимптотической устойчивости этого и других стационарных состояний имеет вид

$$\left. \frac{d}{d\alpha} \left(\frac{k(\alpha)}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \right|_{\alpha=\alpha_0} > 0, \quad k(\alpha) = \frac{c_L}{c_V} \quad (6.2)$$

Это условие соответствует неравенству $m_\alpha < 0$, т. е. требованию статической устойчивости.

Если условие (6.2) при $\alpha_0 = 0$ нарушается, то в этом и только в этом случае существуют другие балансировочные положения оси симметрии

невращающегося парашюта, которым соответствуют нетривиальные решения уравнения (6.1). Можно показать, что для минимального по модулю ненулевого решения α_0 в этом случае условие (6.2) выполняется, так что в некоторой окрестности α_0 текущее значение угла α асимптотически стремится к α_0 . Но угол Ψ прецессии парашюта (угол вращения оси симметрии парашюта вокруг вектора V_0 скорости потока в трубе) при этом не стабилизируется. Более детальный анализ нелинейных уравнений показывает, что с ростом времени t угловая скорость прецессии стремится к нулю, как $1/\sqrt{t}$, а угол прецессии монотонно растет, как \sqrt{t} .

Поведение вращающегося вокруг оси симметрии парашюта, закрепленного в горизонтальной аэродинамической трубе, отличается от рассмотренного выше. В ряде экспериментов установлена прямая пропорциональная зависимость между установившимся значением угловой скорости собственного вращения парашюта и скоростью потока в трубе [13]. Ось симметрии парашюта при достаточно малых скоростях потока находится в равновесии, а при дальнейшем увеличении скорости она может совершать установившееся коническое движение типа прецессии [13]. При этом угловая скорость конического движения на порядок меньше угловой скорости собственного вращения.

Отметим, что положение равновесия оси симметрии вращающегося парашюта не лежит в вертикальной плоскости симметрии трубы, что свидетельствует [13, 15] о существовании боковой аэродинамической силы типа Магнуса. Как и для твердого тела, эта сила зависит не только от угла атаки, но и от безразмерной скорости ω вращения парашюта вокруг оси симметрии. Значения угла ψ_0 прецессии и угла ϑ_0 нутации в положении равновесия для небольших значений ω_0 определяются соответственно формулами (где μ — относительный вес парашюта)

$$\psi_0 = c_M \omega / m_\alpha, \quad \vartheta_0 = -\mu / m_\alpha \quad (6.3)$$

Анализируя соответствующие уравнения в вариациях, условия устойчивости этого положения равновесия можно представить в виде

$$m_\alpha < 0, \quad i_y c_M - l m_\alpha > 0, \quad c_M + d > 0 \quad (6.4)$$

где i_y — радиус инерции, l — расстояние от точки закрепления парашюта до центра давления, d — безразмерный параметр, характеризующий распределение масс парашюта. Первое из условий (6.4) совпадает с условием устойчивости (6.2) положения равновесия невращающегося парашюта. Два других условия накладывают ограничения на коэффициент силы Магнуса. Из условий (6.4) видно, что при $m_\alpha < 0$ и $c_M > 0$ положение равновесия всегда устойчиво.

При $c_M < 0$ положение равновесия может оказаться неустойчивым. В этом случае существует коническое движение оси парашюта типа регулярной прецессии. Такое движение исследовалось в работах [15, 16]. Показано, что при $c_M < 0$, $|c_M| \ll 1$ и пренебрежении силой веса парашюта прецессионное движение парашюта может приближенно описываться равенствами

$$\dot{\psi} = k_1 \sigma, \quad \dot{\vartheta}_0 = k_2 \sigma, \quad \dot{\omega} = -m_\alpha k_3 \quad (6.5)$$

где $\sigma = \pm \sqrt{|c_M|}$, k_1 , k_2 , k_3 — безразмерные параметры системы. Условия устойчивости решения (6.5) имеют вид $m_\alpha < 0$, $k_2 \sigma > 0$.

Для устойчивости рассмотренных положений равновесия и прецессионного движения парашюта в аэродинамической трубе требуется, прежде всего, его статическая устойчивость ($m_\alpha < 0$), что является необходимым условием для стабилизации угла нутации ϑ_0 .

Отметим, что исследование особенностей движения осесимметричного вращающегося твердого тела в воздушной среде подразумевает принятие определенной модели аэродинамического воздействия. С уточнением этой модели возникают новые задачи динамики твердого тела¹.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Святодух В. К.* Динамика пространственного движения управляемых ракет. М.: Машиностроение, 1969. 270 с.
2. *Локшин Б. Я.* Об одном движении быстро вращающегося твердого тела в воздухе. — Вестн. МГУ. Сер. матем. и механ., 1970, № 6, с. 93–98.
3. *Меркин Д. Р.* Гироскопические системы. М.: Наука, 1974. 344 с.
4. *Четаев Н. Г.* Устойчивость движения. Работы по аналитической механике. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 535 с.
5. *Белыева С. Д.* Исследование устойчивости невозмущенного движения осесимметричного твердого тела в случае пространственного движения в воздухе его центра масс. — ПММ, 1978, т. 42, вып. 2, с. 355–359.
6. *Лахаданов В. М.* О стабилизации потенциальных систем. — ПММ, 1975, т. 39, вып. 1, с. 53–58.
7. *Жермоленко В. Н., Локшин Б. Я.* Об устойчивости стационарного движения вращающейся ракеты. — Научн. тр. Ин-та механики МГУ. М., 1975, № 40, с. 117–122.
8. *Локшин Б. Я.* Об устойчивости плоского движения быстро вращающегося симметричного тела в атмосфере. — Вестн. МГУ. Сер. матем. и механ., 1971, № 4, с. 113–118.
9. *Локшин Б. Я.* О винтовом движении быстро вращающегося твердого симметричного тела в воздухе. — Вестн. МГУ. Сер. матем. и механ., 1973, № 4, с. 79–86.
10. *Локшин Б. Я.* Об устойчивости стационарных движений быстро вращающегося симметричного твердого тела в воздухе. — Изв. АН СССР. МТТ, 1976, № 2, с. 18–24.
11. *Бюшгенс Г. С., Студнев Р. В.* Динамика пространственного движения самолета. М.: Машиностроение, 1967. 226 с.
12. *Локшин Б. Я., Привалов В. А.* Влияние параметров системы парашют — груз на устойчивость вертикального движения. — В кн.: Парашюты и проникаемые тела. / Под ред. Рысева О. В., Фалунина М. П. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 61–71.
13. *Борисенко И. Т., Фалунин М. П., Жириков Г. Г., Ульянов Г. С.* О прецессионном движении вращающегося парашюта. — Научн. тр. Ин-та механики МГУ. М., 1975, № 35, с. 64–91.
14. *Гувернюк С. В., Фалунин М. П., Феценко С. А.* Исследование движения вращающегося парашюта. — В кн.: Парашюты и проникаемые тела. / Под ред. Рысева О. В., Фалунина М. П. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 30–44.
15. *Борисенко И. Т., Жириков Г. Г.* Прецессионное движение вращающегося парашюта. — В кн.: Парашюты и проникаемые тела. / Под ред. Рысева О. В., Фалунина М. П. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 84–95.
16. *Борисенко И. Т., Жириков Г. Г.* Математическая модель движения вращающегося парашюта в аэродинамической трубе. — В кн.: Некоторые задачи динамики осесимметричного твердого тела. / Под ред. Локшина Б. Я., Привалова В. А. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 5–14.

Москва

Поступила в редакцию
28.X.1982

¹ Авторы считают полезным привлечь внимание исследователей к этой проблематике, в частности к проблеме построения адекватной модели аэродинамического воздействия на движущееся в воздухе вращающееся твердое тело.