

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО МОМЕНТА НА ДИНАМИКУ ГРАВИТАЦИОННО СТАБИЛИЗОВАННОГО КА В ПЛОСКОСТИ СЛАБОЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ОРБИТЫ

Рассматривается влияние переменности аэродинамического момента на колебания космического аппарата (КА) в режиме гравитационной стабилизации. Исследования проводятся с учетом изменений плотности атмосферы при орбитальном движении КА и зависимости коэффициента аэродинамического момента от ориентации КА. Построено аналитическое решение уравнения малых колебаний КА и показано, что переменность аэродинамического момента может оказывать существенное влияние на точность стабилизации КА. Рассмотрено совместное влияние эксцентриситетных и аэродинамических колебаний.

Розглядається вплив змінності аеродинамічного моменту на коливання космічного апарата (КА) у режимі гравітаційної стабілізації. Дослідження проводяться з урахуванням змін густини атмосфери при орбітальному русі КА й залежності коефіцієнта аеродинамічного моменту від орієнтації КА. Побудовано аналітичний розв'язок рівняння малих коливань КА й показано, що змінність аеродинамічного моменту може суттєво впливати на точність стабілізації КА. Розглянуто спільний вплив ексцентриситетних та аеродинамічних коливань.

The influence of the variability of an aerodynamic moment on the spacecraft oscillations under a gravitational stabilization is considered. The research is conducted considering atmosphere density variations at an orbital motion of the spacecraft and a dependence of the aerodynamic moment coefficient on the spacecraft orientation. The analytical solution of the spacecraft small oscillation equation is obtained, and it is shown that the variability of the aerodynamic moment may have a pronounced effect on the accuracy of the spacecraft stabilization. The combined effects of eccentric and aerodynamic oscillations are examined.

В статье [1] рассмотрено влияние переменности аэродинамического момента на движение относительно центра масс космического аппарата (КА) с гравитационной системой стабилизации в плоскости круговой орбиты. Переменность аэродинамического момента обусловлена изменениями плотности атмосферы при орбитальном движении КА и изменениями коэффициента аэродинамического момента в зависимости от ориентации КА. Моделирование плотности атмосферы проводилось с учетом суточного эффекта вздутия атмосферы на солнечной стороне Земли и с учетом изменений высоты орбиты, обусловленных нецентральностью гравитационного поля Земли. Рассматривалось движение КА на высотах 550 – 750 км. Гравитационная система стабилизации (ГСС) представляет собой прикрепленную к КА штангу с гравитационным грузом на конце. Исследовалось движение КА в режиме гравитационной стабилизации, т.е. в таком режиме, при котором продольная ось КА движется в окрестности местной вертикали и амплитуды колебаний невелики.

Показано, что аэродинамическое воздействие приводит к смещению среднего положения продольной оси КА относительно местной вертикали и к появлению вынужденных колебаний, обусловленных переменностью плотности атмосферы по орбите. Определены условия существования режима гравитационной стабилизации КА. Показано, что переменность аэродинамического момента может приводить к вынужденным колебаниям КА с большой амплитудой. При определенных условиях амплитуда этих колебаний может в несколько раз превосходить величину угла смещения, а переменность коэффициента аэродинамического момента может служить причиной возникновения параметрического резонанса.

В данной статье в постановке задачи, аналогичной [1], исследуется движение КА с ГСС в плоскости слабоэллиптической орбиты. Под слабоэллиптическими орбитами понимаются орбиты с эксцентриситетом $e \leq 0,002$. Как

известно [2], эллиптичность орбиты приводит к вынужденным эксцентриситетным колебаниям КА. Эллиптичность орбиты также может приводить к увеличению амплитуды изменений плотности атмосферы при движении КА по орбите. В [3] показано, что для рассматриваемых орбит максимальные значения плотности на заданной орбите могут отличаться от минимальных почти в 12 раз. Исследование влияния этих дополнительных факторов, возникающих при движении КА на слабоэллиптических орбитах, а именно влияния эксцентриситетных колебаний и увеличения изменений плотности атмосферы, и является целью данной статьи.

Модель движения. Движение КА в плоскости орбиты рассматривается относительно орбитальной системы координат (ОСК) $Oxу$ с началом в центре масс КА, ось Ox направлена из центра Земли в центр масс КА, ось Oy перпендикулярна Ox и направлена в сторону движения КА. Положение КА в ОСК задается углом φ между местной вертикалью и наибольшей осью эллипсоида инерции (продольной осью) КА (см. рис. 1)

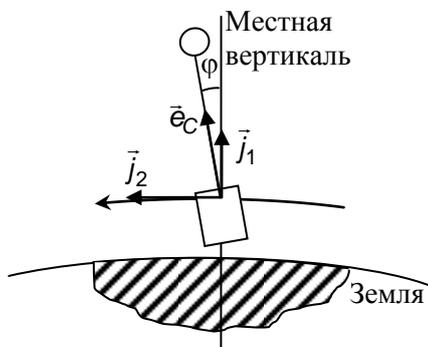


Рис. 1

$$\bar{e}_C = \bar{j}_1 \cos \varphi + \bar{j}_2 \sin \varphi,$$

где \bar{e}_C – орт продольной оси КА; \bar{j}_1, \bar{j}_2 – орты осей Ox и Oy соответственно; угол φ положителен при повороте от \bar{j}_1 к \bar{e}_C против часовой стрелки.

Уравнение движения КА относительно центра масс в плоскости эллиптической орбиты имеет вид [2]

$$B(\ddot{\varphi} + \dot{\omega}_0) = -3 \frac{\mu}{R^3} (A - C) \sin \varphi \cos \varphi + M_a, \quad (1)$$

где A, B, C – главные центральные моменты инерции КА; ω_0 – угловая скорость орбитального движения; μ – гравитационная постоянная; R – расстояние от центра Земли до центра масс КА; M_a – момент аэродинамических сил; точки означают производные по времени t .

Ранее [4] было показано, что при движении КА с ГСС в режиме гравитационной стабилизации аэродинамический момент M_a может быть представлен в виде

$$M_a = a_0 (1 - \sigma_a \cos \alpha) \frac{\rho V^2}{2},$$

где коэффициенты a_0 и σ_a характеризуют взаимодействие рассматриваемого КА с набегающим потоком; α – угол между вектором скорости набегающего потока и продольной осью КА; ρ – плотность атмосферы; V – модуль скорости набегающего потока.

Используя свойство скалярного произведения векторов, найдем

$$\cos \alpha = \frac{1}{V} (\vec{V} \cdot \vec{e}_C) = \frac{1}{V} (V_x \cos \varphi + V_z \sin \varphi),$$

где $\vec{V} = V_x \vec{j}_1 + V_y \vec{j}_2$ – вектор скорости набегающего потока; $V_x = -\sqrt{\mu/\rho} e \sin v$, $V_y = -\sqrt{\mu/\rho} (1 + e \cos v)$ – проекции вектора скорости набегающего потока (без учета ветра) на оси ОСК, ρ – фокальный параметр орбиты, v – истинная аномалия; $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$.

Согласно [3], изменения плотности атмосферы будем описывать рядом Фурье с удержанием первых трех гармоник

$$\rho(t) = b_0 \left[1 + \sum_{n=1}^3 \bar{b}_n \cos(n\omega_0 t + f_n) \right] = b_0 (1 + \tilde{\rho}),$$

где b_0 – средняя на орбите плотность атмосферы; \bar{b}_n , f_n – коэффициенты, характеризующие распределение плотности при движении КА по орбите; $\tilde{\rho}$ характеризует переменность плотности атмосферы на орбите.

Тогда аэродинамический момент M_a определяется выражением

$$M_a = \frac{a_0 b_0}{2} \frac{\mu}{\rho} \left(1 + \frac{\sigma_a}{V} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} [(1 + e \cos v) \sin \varphi + e \sin v \cos \varphi] \right) (1 + \tilde{\rho}) (1 + 2e \cos v + e^2).$$

Как показано в [3], [4], для фиксированной конструкции КА и фиксированной орбиты, при исследовании движения КА на нескольких витках орбитального движения, коэффициенты a_0 , σ_a , b_0 , \bar{b}_n , f_n можно считать постоянными. Далее, как и в [1], будем предполагать, что эти коэффициенты не зависят от времени.

Приведем уравнение (1) к виду, более удобному для его исследования. Для этого воспользуемся преобразованиями, изложенными в [2]. Так как

$$R = \frac{\rho}{1 + e \cos v}, \quad \frac{dv}{dt} = \omega_0 = \frac{\sqrt{\mu \rho}}{R^2} = \frac{\sqrt{\mu \rho}}{\rho^2} (1 + e \cos v)^2,$$

то

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_0 &= -2e \sin v \frac{\mu}{\rho^3} (1 + e \cos v)^3, \\ \ddot{\varphi} &= (\varphi'' (1 + e \cos v) - \varphi' 2e \sin v) \frac{\mu}{\rho^3} (1 + e \cos v)^3, \end{aligned} \quad (2)$$

где штрихи означают производные по v .

Подставим (2) в (1). Учитывая, что $e \ll 1$, пренебрежем e^2 и с точностью до членов второго порядка малости будем считать, что $1 + 2e \cos v + e^2 \approx (1 + e \cos v)^2$. Тогда уравнение движения можно записать в виде

$$\begin{aligned} &\varphi'' (1 + e \cos v) - 2e \sin v \varphi' - 2e \sin v + 3I \sin \varphi \cos \varphi = \\ &= \frac{1}{2} \lambda H_e \left(1 + \sigma_a \sin \varphi + \frac{\sigma_a e \cos \varphi \sin v}{(1 + e \cos v)} \right) \frac{(1 + \tilde{\rho})}{(1 + e \cos v)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $I = (A - C)/B$, $\lambda = a_0/B$, $H_e = b_0 \rho^2$, $\tilde{\rho} = \sum_{n=1}^3 \bar{b}_n \cos(nv + \tilde{f}_n)$, $\tilde{f}_n = f_n - nv_0$
 ($n = 1, 2, 3$), v_0 – значение истинной аномалии при $t = 0$.

Параметр λ (размерность [м/кг]) в основном определяется конструкцией КА и характеризует отношение между аэродинамическими и инерционными свойствами КА. Параметр σ_a характеризует переменность аэродинамического момента при изменении ориентации КА. Более полная характеристика параметров I , λ , σ_a дана в [1]. Там же рассмотрена их зависимость от конструкции КА и высоты орбиты, определен диапазон изменения этих параметров для рассматриваемого типа КА с ГСС. Поскольку эти параметры почти не зависят от характеристик орбит, диапазоны их изменения примем такими же, как и при движении на круговых орбитах: $I \in [0,5, 1)$; $\lambda \leq 0,01$ м/кг; $\sigma_a \leq 0,5$.

Параметр H_e аналогичен параметру $H = b_0 R^2$ для круговой орбиты. Расчеты показали, что H_e изменяется в диапазоне $0,4 \text{ кг/м} \leq H_e \leq 130 \text{ кг/м}$ ($0,4 \text{ кг/м} \leq H \leq 110 \text{ кг/м}$). За счет снижения высоты орбиты в силу ее эллиптичности, увеличивается средняя плотность атмосферы b_0 . Поэтому наблюдается увеличение возможного значения H_e по сравнению с H . Увеличиваются, по сравнению с круговыми орбитами, и коэффициенты \bar{b}_n ($\bar{b}_n > 0$), описывающие изменение плотности атмосферы. Для рассматриваемых слабоэллиптических орбит эти коэффициенты могут принимать значения: \bar{b}_1 – до 0,98; \bar{b}_2 – до 0,31; \bar{b}_3 – до 0,04.

Среднее положение КА. Движение КА в режиме гравитационной стабилизации можно рассматривать как малые колебания $\tilde{\varphi}(v)$ относительно некоторого положения продольной оси КА φ_0 (назовем его средним положением или углом сдвига), т.е.

$$\varphi = \varphi_0 + \tilde{\varphi}(v).$$

Среднее положение КА φ_0 определяется равенством гравитационного и аэродинамического моментов при постоянной, равной средней, плотности атмосферы и пренебрежении изменением скорости набегающего потока в силу эллиптичности орбиты. Из уравнения (3), при $\varphi = \text{const}$, $\bar{b}_n = 0$, $n = 1, 2, 3$ и $e = 0$ получим

$$\sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = s(1 + \sigma_a \sin \varphi_0), \quad (4)$$

где $s = \lambda H_e / (6I)$ – безразмерный коэффициент.

Уравнение (4) для определения угла сдвига φ_0 имеет тот же вид, как и в случае движения по круговой орбите (см. уравнение (6) в [1]). Отличие заключается в диапазоне изменения коэффициента s , который для слабоэллиптических орбит (возможных значений H_e) удовлетворяет неравенству $|s| < 0,43$. Увеличение возможных значений средней плотности b_0 для эллиптических орбит приводит к тому, что угол $|\varphi_0|$ на эллиптической орбите может быть большим, чем на круговой.

Следует отметить, что в общем случае средняя плотность атмосферы на эллиптической орбите зависит от расположения перигея на ней. Вообще говоря, эллиптичность орбиты может приводить как к увеличению, так и к уменьшению средней плотности атмосферы по сравнению с соответствующей круговой орбитой (при $e=0$).

В дальнейшем, аналогично случаю движения по круговым орбитам, будем предполагать, что параметры КА и плотности атмосферы таковы, что $|\varphi_0|$ не превышает единиц градусов и $|\mathcal{S}| < 0,1$ [1]. Это предположение означает, что для достижения гравитационной стабилизации движения КА его конструкция должна соответствовать ожидаемой средней плотности атмосферы для рассматриваемых высоты и уровня солнечной активности.

Уравнения малых колебаний КА. Запишем уравнение малых колебаний КА относительно среднего положения φ_0 в виде

$$\begin{aligned} z'' + \left[k^2 + (1 - 3I \cos 2\varphi_0) \epsilon \cos v - 3Is \sigma_a \cos \varphi_0 \sum_{n=1}^3 \bar{b}_n \cos(nv + \tilde{f}_n) \right] z = \\ = 2\epsilon \sin v + d \sum_{n=1}^3 \bar{b}_n \cos(nv + \tilde{f}_n), \end{aligned} \quad (6)$$

где $z = \tilde{\varphi}(1 + \epsilon \cos v)$, $k^2 = 3I(\cos 2\varphi_0 - s\sigma_a \cos \varphi_0)$, $d = 3Is(1 + \sigma_a \sin \varphi_0)$.

Вывод уравнения (6) аналогичен выводу уравнения малых колебаний спутника на эллиптической орбите в [2]. В уравнении (6) опущены члены, пропорциональные ϵ в степени выше первой, и члены, пропорциональные $s\sigma_a \epsilon$. Вообще говоря, такое упрощение может быть некорректно в случае, если опущенные члены содержат гармоники с частотами, образующими дополнительные резонансные соотношения. В уравнении (6) опущены гармоники с частотами $n \geq 4$. Поскольку при движении по слабоэллиптическим орбитам выражение для определения k^2 остается таким же, как и в случае движения по круговым орбитам [1], то, как было показано в [1], гармоники с опущенными частотами не могут приводить к появлению резонансов.

Уравнение (6), в отличие от уравнения малых колебаний на круговой орбите, содержит дополнительные гармоники, пропорциональные ϵ , как в изменении параметра колебаний, так и в правой части уравнения. Эти гармоники имеют частоту орбитального движения ($n = 1$). При $e=0$ получим уравнение малых колебаний на круговой орбите [1].

Уравнение (6) относится к тому же классу уравнений, что и уравнение малых колебаний на круговой орбите (уравнения типа Хилла с периодической правой частью), которое можно записать в виде

$$\ddot{y} + (a^2 + \epsilon P(t))y = F(t), \quad (7)$$

где y – искомая величина; \dot{a} – постоянный коэффициент; $\epsilon \ll 1$ – малый параметр; t – независимая переменная; $P(t)$, $F(t)$ – функции, которые могут быть представлены в виде линейной комбинации элементарных тригонометрических функций с частотами a_{P_i} , $i = 1, 2, \dots, l$, a_{F_i} , $i = 1, 2, \dots, m$ соответственно.

Особенностью уравнения (7) является наличие малого коэффициента ε . Для круговой орбиты $\varepsilon = s$, для слабоэллиптической орбиты в роли малого параметра выступает большая из величин e или s .

В [1] показано, что при отсутствии резонансных совпадений частот в уравнении (7) решение этого уравнения с точностью порядка ε совпадает с решением уравнения $\ddot{y} + a^2 y = F(t)$ на интервале времени порядка $1/\varepsilon$.

Таким образом, при отсутствии резонансов движение КА в плоскости слабоэллиптической орбиты при малых z с точностью порядка $|z\varepsilon_e|$, где $\varepsilon_e = \max\{e, |s|\}$, описывается уравнением

$$z'' + k^2 z = 2e \sin v + d \sum_{n=1}^3 \bar{b}_n \cos(nv + \tilde{f}_n). \quad (8)$$

Частоты колебаний и резонансы. Так же как в [1], для оценок возможности возникновения резонансов запишем условие $\sqrt{\varepsilon}$ -удаленности частот: $|\frac{i}{k} - 1| > |\varepsilon_e|$, $i = 1, 2, \dots, 6$ и $|\frac{n}{2k} - 1| > |\varepsilon_e|$, $n = 1, 2, 3$. Так как в рассматриваемом случае величина k та же, что и для круговых орбит, то выводы [1] остаются в силе: диапазон изменения $k - 1,17 \leq k \leq 1,76$; в колебаниях КА возможен только параметрический резонанс $2k \approx 3$, обусловленный близостью удвоенной частоты собственных колебаний с утроенной частотой орбитального движения (третьей гармоникой разложения плотности атмосферы). Таким образом, в рассматриваемом случае учет слабой эллиптичности орбиты не приводит к появлению дополнительных резонансных соотношений частот.

Движение КА в нерезонансных случаях. С учетом решения уравнения (8) [5] малые колебания КА возле смещенного положения продольной оси φ_0 описываются зависимостью

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{1}{1 + e \cos v} \left\{ (\varphi^0 - \varphi_0)(1 + e) \cos kv + (\varphi^0 - \varphi_0 + \varphi'^0 + \varphi'^0 e) \frac{1}{k} \sin kv + \sum_{n=1}^3 A_n \left[\frac{n}{k} \sin \tilde{f}_n \sin kv - \cos \tilde{f}_n \cos kv + \cos(nv + \tilde{f}_n) \right] + A_e \left[\sin v - \frac{1}{k} \sin kv \right] \right\}, \quad (9)$$

где $\varphi^0 = \varphi(0)$, $\varphi'^0 = \varphi'(0)$ – начальные условия; $A_n = d \frac{\bar{b}_n}{k^2 - n^2}$ – амплитуда вынужденных колебаний с частотой n , обусловленных переменностью плотности атмосферы; $A_e = \frac{2e}{k^2 - 1}$ – амплитуда вынужденных колебаний, обусловленных эллиптичностью орбиты.

Расчеты показали, что при отсутствии резонансов в системе приближенное аналитическое решение (9) при малых амплитудах колебаний достаточно хорошо совпадает с численным решением неупрощенного уравнения движения (1) и может быть использовано для аналитического исследования динамики КА в режиме гравитационной стабилизации.

Вид решения (9) отличается от вида решения уравнения малых колебаний на круговой орбите только наличием множителя перед фигурной скобкой и

наличием дополнительных слагаемых, пропорциональных эксцентриситету орбиты e . Слагаемое, пропорциональное A_e , описывает вынужденные колебания, обусловленные эллиптичностью орбиты. Эти колебания будем называть эксцентриситетными колебаниями [2], а вынужденные колебания, вызванные переменностью плотности атмосферы – аэродинамическими колебаниями. Таким образом, вынужденные колебания КА можно рассматривать как простую сумму эксцентриситетных и аэродинамических колебаний.

Решение (9) определяет аналитическую зависимость амплитуды вынужденных колебаний от частоты свободных колебаний КА. Амплитуда эксцентриситетных колебаний для конкретного КА полностью определяется эксцентриситетом орбиты. Амплитуда же аэродинамических колебаний зависит от изменений плотности атмосферы, наблюдаемых при орбитальном движении. Поскольку в рассматриваемом случае диапазон изменения собственной частоты колебаний КА остается таким же, как и в случае движения по круговым орбитам, то остаются справедливыми выводы, сделанные в [1], об амплитуде аэродинамических колебаний по сравнению с амплитудой приведенного аэродинамического момента с той же частотой: амплитуда вынужденных колебаний с орбитальной частотой может как вдвое увеличиваться, так и вдвое уменьшаться; для удвоенной орбитальной частоты амплитуда почти всегда уменьшается (приведенная динамическая жесткость находится в диапазоне от 0,9 до 2,6); влияние третьей гармоники разложения плотности атмосферы, при отсутствии параметрического резонанса, очень мало.

Следует отметить, что на эллиптической орбите может увеличиваться переменность плотности атмосферы: \bar{b}_n могут достигать больших значений, чем на круговых орбитах. Соответственно увеличится и амплитуда вынужденных аэродинамических колебаний. Отметим также, что, согласно [3], изменения плотности атмосферы на орбите вследствие суточного эффекта вздутия атмосферы могут в несколько раз превосходить изменения плотности, вызванные эллиптичностью орбиты. Переменность плотности атмосферы, следовательно, и амплитуда аэродинамических колебаний для одной и той же эллиптической орбиты могут отличаться на порядки в зависимости от положения плоскости орбиты относительно горба атмосферного вздутия. Таким образом, влияние суточного эффекта на амплитуду вынужденных аэродинамических колебаний значительно больше, чем влияние эллиптичности орбиты при $e \leq 0,002$.

Сложение эксцентриситетных и аэродинамических колебаний. Особенностью движения на эллиптических орбитах является наличие вынужденных эксцентриситетных и аэродинамических колебаний с одинаковой частотой ($\varphi_{эпл} = \frac{2e}{k^2 - 1} \sin v$ и $\varphi_a = \frac{d\bar{b}_1}{k^2 - 1} \cos(v + \tilde{f}_1)$ соответственно). Отметим, что для рассматриваемых КА и их орбит амплитуда аэродинамических колебаний может почти в 80 раз превосходить амплитуду эксцентриситетных колебаний ($\max(d\bar{b}_1) \approx 0,32$, в то время как $2 \max(e) = 0,004$).

Рассмотрим возможность взаимного гашения эксцентриситетных и аэродинамических колебаний, когда амплитуды этих колебаний сравнимы. Фаза эксцентриситетных колебаний отсчитывается от перигея орбиты. Фаза $\tilde{f}_1 = f_1 - v_0$ аэродинамических колебаний φ_a определяет положение макси-

мального значения плотности атмосферы на заданной орбите. Не ограничивая общности, можно принять, что $v_0=0$. Отрицательным значениям f_1 ($f_1 \in [-180^\circ, 180^\circ]$) соответствует положение максимума плотности на орбите по ходу движения КА, положительным – в сторону, противоположную движению.

Тогда для взаимного гашения аэродинамических и эксцентриситетных колебаний друг другом необходимо, чтобы для КА с положительным параметром λ ($d > 0$) максимум плотности атмосферы на орбите отставал от перигея орбиты на $\pi/2$, а для КА с $\lambda < 0$ максимум плотности опережал перигей орбиты на $\pi/2$. Понятно, что для максимального увеличения амплитуды вынужденных колебаний расстояния между перигеем орбиты и максимумом плотности на орбите должны быть сдвинуты на π относительно предыдущих условий: для КА с $\lambda > 0$ максимум плотности должен опережать перигей орбиты на $\pi/2$, а для $\lambda < 0$ – отставать на $\pi/2$.

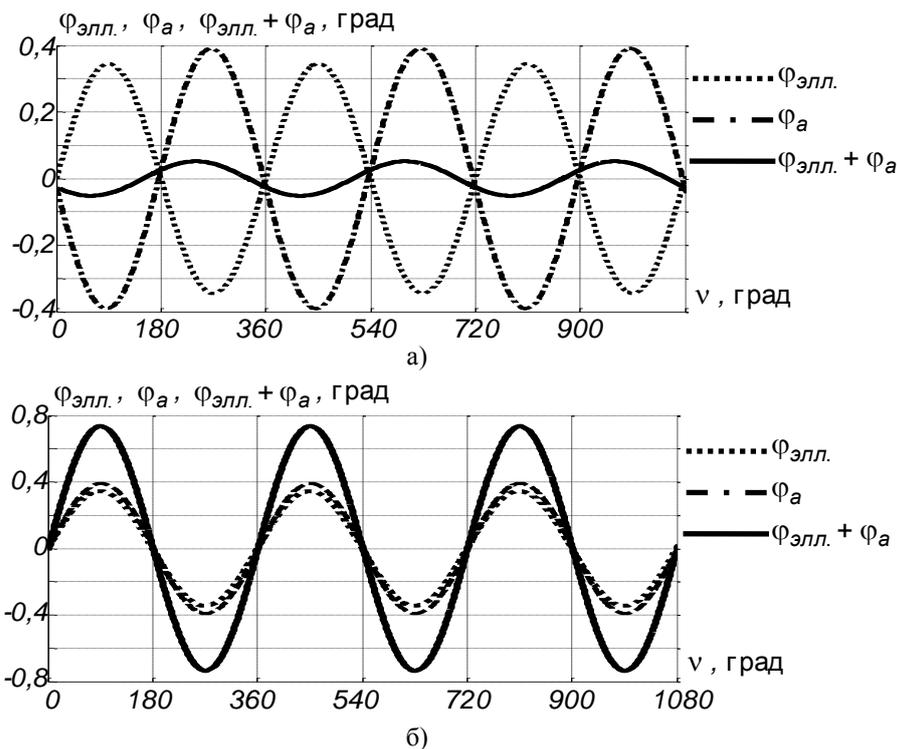


Рис. 2

Эффекты сложения аэродинамических и эксцентриситетных колебаний можно наблюдать, меняя расположение перигея орбиты относительно оси симметрии атмосферного горба. Например, рассмотрим движение КА по экваториальной орбите с эксцентриситетом $e=0,002$, высотой перигея $h_\pi = 725$ км при среднем уровне солнечной активности $F_0 = 1,5 \cdot 10^{-20}$ Вт/(м²Гц). Параметры КА примем близкими к параметрам КА «Сич-1М» ($l = 0,555$; $\sigma_a = -0,116$; $\lambda = -0,0037$ м/кг). На рис. 2 представлены расчеты вынужденных эксцентриситетных и аэродинамических колебаний, а также результат их сложения. На рис. 2а показан эффект взаимного гашения колебаний (максимум плотности находится впереди перигея на $\pi/2$ в направлении движения). На рис. 2б – эффект удвоения амплитуды (максимум плотности отстает от перигея на $\pi/2$).

Отметим, что положение перигея орбиты и положение плоскости орбиты относительно атмосферного горба, вообще говоря, медленно меняются во времени. Поэтому рассмотренные эффекты сложения колебаний носят, вообще говоря, относительно недолгосрочный характер. Отметим также, что не для всех орбит возможен произвольный сдвиг по фазе аэродинамических колебаний относительно эксцентриситетных. Например, при движении по орбитам, плоскость которых перпендикулярна оси симметрии атмосферного горба, максимум плотности на орбите будет соответствовать минимальной высоте на орбите.

Выводы. Исследовано влияние слабой эллиптичности орбиты на движение КА с ГСС относительно центра масс под воздействием гравитационного и переменного аэродинамического момента. Учет слабой эллиптичности орбиты может приводить к увеличению как средней плотности, так и амплитуд колебаний плотности атмосферы на орбите. Вследствие этого могут увеличиваться по сравнению с соответствующими круговыми орбитами угол сдвига продольной оси КА относительно местной вертикали и амплитуды вынужденных аэродинамических колебаний.

Показано, что малые колебания КА, так же как и в случае круговых орбит, описываются уравнениями типа Хилла с периодической правой частью. Учет слабоэллиптичности орбиты не приводит к появлению дополнительных резонансных соотношений частот. Диапазон изменения частоты собственных колебаний КА при движении на слабоэллиптических орбитах не меняется по сравнению с движением на круговых орбитах.

Построено приближенное аналитическое решение уравнения малых колебаний и показано, что при отсутствии резонансов вынужденные колебания КА можно рассматривать как простую сумму эксцентриситетных и аэродинамических колебаний. Амплитуда аэродинамических колебаний может почти в 80 раз превосходить амплитуду эксцентриситетных колебаний. Показана возможность взаимного гашения эксцентриситетных и аэродинамических колебаний.

Таким образом, показано, что переменность аэродинамического момента на слабоэллиптических орбитах может оказывать более существенное, чем на круговых орбитах, влияние на динамику КА и приводить как к ухудшению, так и к повышению точности стабилизации.

1. *Маслова А. И.* Влияние переменности аэродинамического момента на динамику гравитационно-стабилизированного КА в плоскости круговой орбиты / *А. И. Маслова, А. В. Пироженко* // *Техническая механика*. – 2009. – № 3. – С. 87 – 97.
2. *Белецкий В. В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс / *В. В. Белецкий*. – М. : Наука, 1965. – 416 с.
3. *Маслова А. И.* Изменения плотности атмосферы при движении космических аппаратов на низких околоземных орбитах / *А. И. Маслова, А. В. Пироженко* // *Космічна наука і технологія*. – 2009. – Т. 15, № 1. – С. 13 – 18.
4. *Маслова А. И.* Аппроксимация момента аэродинамических сил, действующих на космический аппарат с гравитационной системой стабилизации / *А. И. Маслова, А. В. Пироженко* // *Техническая механика*. – 2008. – № 1. – С. 9 – 20.
5. *Кильчевский Н. А.* Курс теоретической механики. В 2 т. Т. 1. Кинематика, статика, динамика / *Н. А. Кильчевский*. – М. : Наука, 1972. – 456 с.