

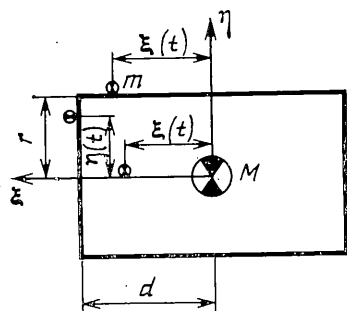
УДК 531.55:521.1

О ВЛИЯНИИ ДВИЖЕНИЯ КОСМОНАВТА НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ПОЛОЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ

САЛИМОВ Г. Р.

Исследуется пространственная задача динамики космического полета. Методами, предложенными в [1, 2], получены уравнения движения космического корабля с учетом передвижения космонавта внутри или по поверхности корабля. Космический корабль моделируется твердым телом, космонавт — точечной массой. Движение космонавта считается априорно известным. В частных случаях, когда космонавт движется по передней, по верхней поверхности, по продольной оси и по вращающемуся кораблю, исследована зависимость угловой скорости от параметров системы. Показано, что при движении космонавта с постоянной относительной скоростью угловая скорость корабля зависит только от конечного положения космонавта. Исследуется класс возможных траекторий. Проведено моделирование уравнений движения системы на аналоговой вычислительной машине непрерывного действия. Приводятся результаты численного расчета. Исследована возможность передвижения космонавта по поверхности корабля. Получены оценки соотношений сил, действующих в системе.

1. Рассмотрим следующую задачу. На околоземной орбите находится цилиндрический корабль массой M с моментами инерции $I_\xi = I_\eta = A$ и $I_\zeta = C$. Космонавт, имеющий точечную массу m и радиус-вектор $\rho_1(t) = \xi \mathbf{k}_1 + \eta \mathbf{k}_2 + \zeta \mathbf{k}_3$, перемещается внутри или по поверхности корабля некоторым заранее известным образом (фиг. 1).



Фиг. 1

Уравнения движения космического корабля, содержащего некоторое число жестких подвижных элементов, относительно центра масс записываются в виде [3]:

$$\sum_{s=0}^n L_I^{(s)} + \sum_{s=1}^n (\rho_s \times m_s \rho_s'') + \left(\sum_{s=1}^n m_s \rho_s'' \right) \times \left(\frac{Q}{\Sigma m} \right) = K + F \times \left(\frac{Q}{\Sigma m} \right) \quad (1.1)$$

Вопросы, связанные с оценкой отдельных членов уравнений, подробно рассмотрены в [3]. В рассматриваемом частном случае, т. е. при $s=1$, уравнения (1.1) принимают вид

$$L_I' + mM(\rho_1 \times \rho_1'') / (M+m) = K + m(F \times \rho_1) / (M+m) \quad (1.2)$$

Здесь L_I — вектор кинетического момента корабля относительно центра масс, K — вектор главного момента внешних сил относительно центра масс корабля, F — главный вектор внешних сил.

Из внешних сил учитываются только силы тяжести корабля Mg и космонавта mg . Если ρ_1 очень мало по сравнению с расстоянием от корабля до центра Земли, то векторы Mg и mg можно считать коллинеарными. Главный вектор внешних сил и момент внешних сил относительно центра масс корабля имеют вид $F = (M+m)g$, $K = \rho_1 \times mg$. Учитывая эти выражения, определяем правую часть уравнения (1.2):

$$\rho_1 \times mg + m[(M+m)g \times \rho_1] / (M+m) = 0$$

В этом случае уравнение (1.2) принимает вид

$$L_I + mM(\rho_1 \times \rho_1'') / (M+m) = 0 \quad (1.3)$$

где ρ_1'' — ускорение центра масс космонавта относительно центра масс корабля, определенное соотношением [3]:

$$\rho_1'' = \omega \times (\omega \times \rho_1) + \omega' \times \rho_1 + \rho_1''' + 2(\omega \times \rho_1') \quad (1.4)$$

где ω — абсолютная угловая скорость корабля в инерциальном пространстве, ρ_1' и ρ_1''' — относительные скорость и ускорение космонавта.

Проектируя уравнение (1.3) на оси, жестко связанные с кораблем, получим

$$\begin{aligned} & Ap' + (C-A)qr + mM(m+M)^{-1}[\eta\xi'' + 2\eta(p\eta' - q\xi') + \\ & + \eta(p'\eta - q'\xi) + pr\xi\eta - q\eta(q\xi - r\eta) - \xi\eta'' - 2\xi(r\xi' - p\xi') - \\ & - \xi(r'\xi - p'\xi) - \xi r(q\xi - r\eta) - pq\xi\xi] = 0 \\ & Aq' + (A-C)pr + mM(m+M)^{-1}[\xi\xi'' + 2\xi(q\xi' - r\eta') + \\ & + \xi(q'\xi - r'\eta) + pq\eta\xi - r\xi(r\xi - p\xi) - \xi\xi'' - 2\xi(p\eta' - q\xi') - \\ & - \xi(p'\eta - q'\xi) - p\xi(r\xi - p\xi) - r q\xi\eta] = 0 \\ & Cr' + mM(m+M)^{-1}[\xi\eta'' + 2\xi(r\xi' - p\xi') + \xi(r'\xi - p'\xi) + \\ & + r q\xi\xi - p\xi(p\eta - q\xi) - \eta\xi'' - 2\eta(q\xi' - r\eta') - \\ & - \eta(q'\xi - r'\eta) - q\eta(p\eta - q\xi) - pr\eta\xi] = 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

где p, q, r — проекции угловой скорости корабля на главные центральные оси инерции ξ, η, ζ , жестко связанные с ним, ξ, η, ζ — относительные координаты космонавта.

Система дифференциальных уравнений (1.5) описывает вращательное движение космического корабля цилиндрической формы с учетом перемещения космонавта внутри или по поверхности корабля. При $m=0$ эти уравнения сводятся к классическим уравнениям Эйлера [4] для цилиндрического тела с нулевым внешним моментом.

В силу существенной нелинейности выписанной выше системы уравнений движения корабля, содержащего подвижный элемент, нахождение ее точного решения не представляется возможным. Ограничимся исследованием следующих частных случаев.

Вначале рассмотрим движение корабля, ограниченное плоскостями $\eta\xi$ и $\eta\xi$.

2. Рассмотрим случай

$$\xi=0, \quad \zeta=d=\text{const}, \quad \eta=\eta(t), \quad p=\omega, \quad q=r=0 \quad (2.1)$$

где d — расстояние от центра масс корабля до передней поверхности (фиг. 1), измеренное вдоль продольной оси ζ . Условия (2.1) ограничивают перемещение космонавта и движение корабля около центра масс плоскостью $\eta\xi$.

Если предположить, что космонавт передвигается с постоянной скоростью $\eta'(t)=V=\text{const}$, то при условиях (2.1) второе и третье уравнения системы (1.5) тождественно удовлетворяются, а первое уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} & \{A+m(1+\lambda)^{-1}[(Vt+\eta(0))^2+d^2]\}\omega' + \\ & + \{2m(1+\lambda)^{-1}[Vt+\eta(0)]V\}\omega = 0, \quad \lambda=m/M \end{aligned} \quad (2.2)$$

Так как $\xi=d$ в уравнение (2.2) входит во второй степени, то уравнение справедливо независимо от того, по какой поверхности корабля движется космонавт: передней или задней.

Интегрируя уравнение (2.2) и считая, что $\omega=\omega_0$ при $t=0$, окончательно получим

$$\begin{aligned} \omega/\omega_0 = & [A+m(1+\lambda)^{-1}(\eta^2(0)+d^2)]\{A+ \\ & + m(1+\lambda)^{-1}[(Vt+\eta(0))^2+d^2]\}^{-1} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Если величины m и M таковы, что

$$mM(m+M)^{-1}|\rho_1|^2 \ll A \quad (2.4)$$

то из уравнения (2.3) следует $\omega/\omega_0 \approx 1$, т. е. перемещение космонавта по передней или задней поверхности слабо влияет на угловую скорость космического корабля.

3. Рассмотрим частный случай

$$\xi=0, \eta=l=\text{const}, \zeta=\zeta(t), p=\omega, q=r=0 \quad (3.1)$$

где l — расстояние от центра масс корабля до верхней поверхности (фиг. 1). Предположим, что космонавт передвигается по верхней поверхности с постоянной скоростью $\dot{\zeta}(t)=V=\text{const}$. Тогда при условиях (3.1) второе и третье уравнения системы (1.5) тождественно равны нулю, а первое уравнение принимает вид

$$\{A+m(1+\lambda)^{-1}[(Vt+\zeta(0))^2+l^2]\}\dot{\omega}+\{2m(1+\lambda)^{-1}[Vt+\zeta(0)]V\}=0 \quad (3.2)$$

Поскольку член $\eta=l$ входит в уравнение во второй степени, то уравнение (3.2) справедливо независимо от того, по какой поверхности корабля движется космонавт — верхней или нижней.

Интегрируя уравнение (3.2) и считая, что $\omega=\omega_0$ при $t=0$, получим

$$\omega/\omega_0=[A+m(1+\lambda)^{-1}(\zeta^2(0)+l^2)]/[A+m(1+\lambda)^{-1}(Vt+\zeta(0))^2+l^2]^{-1} \quad (3.3)$$

При выполнении условия (2.4) получим $\omega/\omega_0 \approx 1$, т. е. перемещение космонавта по верхней или нижней поверхности не влияет на угловую скорость космического корабля.

Детальный анализ уравнений (2.3) и (3.3) показывает, что для данной механической системы (корабль — космонавт) при заданных фиксированных значениях A, M, m, d, l величина ω/ω_0 является функцией лишь начального положения космонавта относительно корабля $\eta(0), \zeta(0)$ и расстояния $s=Vt$, пройденного космонавтом по поверхности корабля. А если фиксирована и начальная точка, то ω/ω_0 зависит от конечного положения космонавта и почти не зависит от скорости V космонавта.

При помощи уравнения (2.3) можно показать, что любое увеличение (или уменьшение) ω , вызываемое перемещением космонавта к центру (или от центра) масс корабля, полностью компенсируется (т. е. ω принимает свое первоначальное значение), когда космонавт возвращается к своему исходному положению (фиг. 2, а).

Пунктирная кривая показывает изменение угловой скорости корабля, когда космонавт движется к центру. Аналогично можно рассуждать об уравнении (3.3), когда космонавт движется по верхней (или нижней) поверхности (фиг. 2, б).

На фиг. 2 результаты приведены для случая, когда $A=6 \cdot 10^3$ кг·м², $d=3,05$ м, $l=1,52$ м, $P=31,56$ кН (вес космического корабля на поверхности Земли) и $p=1,89$ кН (вес космонавта и оборудования на поверхности Земли).

4. Перейдем к исследованию частного случая

$$\xi=0, \eta=0, \zeta=\zeta(t), p=p(t), q=q(t), r=r(t) \quad (4.1)$$

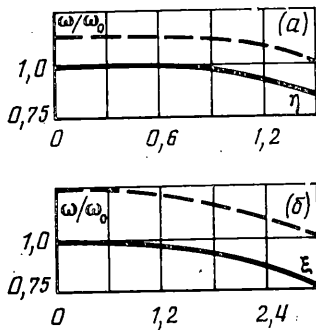
Условия (4.1) означают, что космонавт передвигается от центра вдоль продольной оси космического корабля. В этом случае система дифференциальных уравнений (1.5) при условиях (4.1) принимает вид

$$\begin{aligned} Ap' + (C-A)qr + m(1+\lambda)^{-1}(2\xi\dot{\zeta}p + \zeta^2\dot{p} - \zeta^2qr) &= 0 \\ Aq' - (C-A)pr + m(1+\lambda)^{-1}(2\xi\dot{\zeta}q + \zeta^2\dot{q} + \zeta^2pr) &= 0 \\ Cr' &= 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

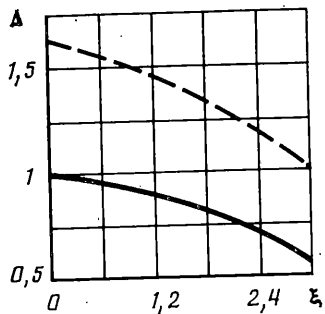
Из третьего уравнения получим $r=\text{const}$. Умножая первое и второе уравнения системы (4.2) на p и q соответственно и складывая их почленно, получим

$$(pp'+qq')A+m(1+\lambda)^{-1}[2\xi\dot{\zeta}(p^2+q^2)+\zeta^2(pp'+qq')] = 0 \quad (4.3)$$

Предположим, что космонавт передвигается вдоль продольной оси с



Фиг. 2



Фиг. 3

постоянной скоростью $\dot{\xi} = V = \text{const}$. Перегруппируя соответствующие члены в уравнении (4.3), получим

$$\{A + m(1 + \lambda)^{-1} [Vt + \xi(0)]^2\} (pp' + qq') + 2m(1 + \lambda)^{-1} [(Vt + \xi(0))V] (p^2 + q^2) = 0 \quad (4.4)$$

Интегрируя уравнение (4.4) и считая, что $q = q_0$, $p = p_0$ при $t = 0$, получим

$$\Delta = (p^2 + q^2) / (p_0^2 + q_0^2) = [A + m(1 + \lambda)^{-1} \xi^2(0)]^2 [A + m(1 + \lambda)^{-1} (vt + \xi(0))^2]^{-2} \quad (4.5)$$

Зависимость (4.5) изображена на фиг. 3 при тех же значениях параметров A , M , m , что и в предыдущих случаях.

При значениях m и M , удовлетворяющих неравенству (2.4), из уравнения (4.5) получим $\Delta \approx 1$, т. е. перемещение космонавта вдоль продольной оси слабо влияет на угловую скорость космического корабля. Полученные результаты согласуются с выводами, полученными в [5].

Как и в предыдущих случаях, можно показать, что отношение угловых скоростей зависит только от начального и конечного положений космонавта. Используя уравнение (4.5), снова можно показать, что при возвращении космонавта в исходное положение величина $p^2 + q^2$ принимает первоначальное значение (фиг. 3).

5. Перейдем к рассмотрению частного случая

$$\xi = \xi(t), \eta = \eta(t), \dot{\xi} = 0, p = 0, q = 0, r = \omega \quad (5.1)$$

Условия (5.1) соответствуют случаю, когда космонавт движется вокруг вращающегося корабля так, что центр масс основного тела (корабля) находится в плоскости движения космонавта. При условиях (5.1) первое и второе уравнения системы (1.5) удовлетворяются тождественно, а третье уравнение принимает вид

$$[C + m(1 + \lambda)^{-1} (\xi^2 + \eta^2)] \omega' + m(1 + \lambda)^{-1} [\xi \eta'' - \eta \xi'' + 2\omega (\xi \xi' + \eta \eta')] = 0 \quad (5.2)$$

Перейдем к полярным координатам точки, движущейся по поверхности корабля $\xi = \rho \cos \varphi$, $\eta = \rho \sin \varphi$, где ρ — радиус корабля, φ — полярный угол. Уравнение (5.2) принимает вид

$$\omega' = \varepsilon = m(1 + \lambda)^{-1} \rho^2 \varphi'' [C + m(1 + \lambda)^{-1} \rho^2]^{-1} \quad (5.3)$$

Если $\varphi'' = \text{const}$, то из уравнений (5.3) видно, что угловое ускорение корабля постоянно, т. е. $\omega = \varepsilon = \text{const}$. В любом другом случае, зная φ'' , можно определить ω' . Если космонавт перемещается относительно корабля с постоянной угловой скоростью, т. е. $\varphi' = \text{const}$, то тогда его движение не влияет на угловую скорость ω корабля.

6. Рассмотрим класс возможных траекторий. Существует бесконечное множество траекторий, по которым космонавт может перемещаться по поверхности космического корабля. Для исследования возможных траекторий космонавта введем преобразования

$$\xi = \rho \cos \varphi, \eta = \rho \sin \varphi, \zeta = n\varphi \quad (6.1)$$

где ρ — радиус корабля, имеющего форму цилиндра, n — константа. Варьируя значение параметра n , можно исследовать множество разнообразных перемещений космонавта по поверхности космического корабля.

Дифференцируя выражение (6.1) и учитывая, что $\dot{\varphi} = \text{const}$, получим

$$\begin{aligned} \dot{\xi}^* &= -\rho\dot{\varphi} \sin \varphi, \quad \dot{\eta}^* = \rho\dot{\varphi} \cos \varphi, \quad \dot{\zeta}^* = n\dot{\varphi} \\ \ddot{\xi}^* &= -\rho\dot{\varphi}^2 \cos \varphi, \quad \ddot{\eta}^* = -\rho\dot{\varphi}^2 \sin \varphi, \quad \ddot{\zeta}^* = 0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

Чтобы определить любое изменение положения корабля в пространстве, следует подставить выражения (6.1), (6.2) в уравнения движения (1.5) корабля относительно центра масс и решить их совместно с уравнениями Эйлера — Пуассона [4]. Следует отметить, что связь между инерциальной и связанной с кораблем системами координат устанавливается при помощи направляющих косинусов.

С использованием конструктивных параметров системы были решены три серии задач (по семь задач в каждой серии) на аналоговой вычислительной машине. Ниже приведены используемые значения n и φ и соответствующие значения скорости и ускорения передвижения космонавта относительно корабля при моделировании

n	4	4	4	10	10	10
φ^*	0,1	0,2	0,5	0,1	0,2	0,5
V	0,195	0,39	0,976	0,342	0,633	1,71
W	0,152	0,30	0,763	0,152	0,30	0,763

Для трех серий задач начальные значения составляющих угловой скорости корабля относительно главных осей были приняты равными соответственно $p_0 = 0$, $q_0 = 0,5$ рад/с, $r_0 = 1$ град/с. Одна из задач каждой серии описывала движение корабля в случае, когда космонавт выходил из корабля наружу и оставался неподвижным, т. е. $\varphi = \varphi^* = 0$ (эту задачу назовем главной). В остальных задачах рассматривались возмущенные движения корабля при $\varphi^* \neq 0$ и полученные результаты сравнивались с результатами главной задачи. Были получены решения для случая, когда космонавт двигался к передней поверхности корабля, останавливался и затем тем же путем возвращался в исходное положение.

При условии главной задачи ($\varphi = \varphi^* = 0$) составляющие угловой скорости корабля оставались равными нулю только при нулевых начальных значениях. Если начальные значения составляющих угловой скорости отличались от нулевых (т. е. составляли 0,5 или 1 град/с), то перемещение космонавта приводило к отклонениям скоростей от этих начальных значений, что в свою очередь вызывало изменение положения корабля в пространстве. С увеличением ω_0 отклонения положения корабля возрастали.

В первой серии задач (с начальными условиями $p_0 = 0$, $q_0 = 0$, $r_0 = 0$) по мере передвижения космонавта от $\xi = 0$ до 3,05 м по траектории, определенной заданными значениями n и φ , угловые скорости p и q возрастали до максимальных значений в пределах от 0,1 до 1,1 град/с, тогда как угловая скорость r оставалась близкой к нулю. Но когда космонавт возвращался тем же путем в исходное положение, скорости p , q и r не принимали своих начальных значений. Полное отклонение ω после возвращения космонавта достигало $\pm 0,65$ град/с. При увеличении начальных значений составляющих угловой скорости сначала до 0,5 град/с, а потом до 1 град/с возмущения p и q , вызванные передвижением космонавта, возрастали изменяясь на величину до ± 1 град/с при достижении космонавтом передней поверхности корабля.

Во многих случаях отклонения угловых скоростей корабля были еще больше. Как и раньше, сильно сказывалось влияние собственного вращения корабля, а скорости p , q и r после возвращения космонавта в исходное положение продолжали оставаться возмущенными. Конечные значения ω во многих случаях отличались от их начальных значений на величину порядка ± 1 град/с, а иногда эти отклонения достигали $\pm 1,9$ град/с. Во всех случаях, когда $\dot{\varphi}^*$ равнялась нулю при $\xi = 3,05$ м, угловые скорости p и q продолжали изменяться.

Из полученных результатов следует, что в отличие от первых рассмотренных случаев (где движение было ограничено плоскостью $\eta\xi$) выбор значения $\omega_0 = 0$ перед началом движения космонавта в данном случае не гарантирует равенство нулю угловой скорости ω после остановки космонавта. Кроме того, в отличие от первых двух случаев после возвращения космонавта в исходное положение угловые скорости не принимают своих начальных значений или даже значений, соответствующих главной задаче. Эти результаты объясняются тем, что в случае плоского движения задача описывается единственным линейным дифференциальным уравнением, тогда как в общем пространственном случае имеет место система из трех нелинейных дифференциальных уравнений.

7. Исследуем вопрос о том, сможет ли космонавт передвигаться по заранее намеченной траектории с точки зрения затрат сил, требуемых для этого передвижения. Для этого перейдем к определению силы реакции, действующей в системе. Уравнения движения космонавта записываются в виде

$$F_1 = mR_1'' = m(R_0'' + \rho_1'') \quad (7.1)$$

где ρ_1'' определяется по формуле (1.4). Силы, действующие на космонавта, складываются из сил реакции и силы тяжести mg . Тогда уравнение

(7.1) принимает вид

$$N + mg = m(R_0'' + \rho_1'') \quad (7.2)$$

Ускорение центра масс корабля [1] в рассматриваемом случае принимает вид $R_0'' = g - m\rho_1'' / (M + m)$. Подставляя это выражение в уравнение (7.2), для определения силы реакции получаем $N = m(1 + \lambda)^{-1} \rho_1'$. Проектируя найденное выражение на оси, жестко связанные с кораблем, получим

$$\begin{aligned} N_{\xi} &= m(1 + \lambda)^{-1} [\xi'' + 2(q\dot{\xi} - r\dot{\eta}) + (q\dot{\xi} - r\dot{\eta}) + \\ &\quad + q(p\dot{\eta} - q\dot{\xi}) - r(r\dot{\xi} - p\dot{\zeta})] \\ N_{\eta} &= m(1 + \lambda)^{-1} [\eta'' + 2(r\dot{\xi} - p\dot{\zeta}) + (r\dot{\xi} - p\dot{\zeta}) + \\ &\quad + r(q\dot{\xi} - r\dot{\eta}) - p(p\dot{\eta} - q\dot{\xi})] \\ N_{\zeta} &= m(1 + \lambda)^{-1} [\zeta'' + 2(p\dot{\eta} - q\dot{\xi}) + (p\dot{\eta} - q\dot{\xi}) + \\ &\quad + p(r\dot{\xi} - p\dot{\zeta}) - q(q\dot{\xi} - r\dot{\eta})] \end{aligned} \quad (7.3)$$

Уравнения (7.3) не зависят в явном виде от параметров орбиты корабля, содержащего подвижный элемент, поэтому знать заранее его орбитальную траекторию не обязательно.

В случае, когда движение ограничено плоскостью $\eta\xi$ и космонавт передвигается по передней поверхности (фиг. 1), уравнения (7.1) с учетом условий (2.1) принимают вид

$$\begin{aligned} N_{\xi} &= 0, \quad N_{\eta} = m(1 + \lambda)^{-1} (-\omega \dot{d} - \omega^2 \eta) \\ N_{\zeta} &= m(1 + \lambda)^{-1} (2\omega V + \omega \dot{\eta} - \omega^2 d) \end{aligned} \quad (7.4)$$

При движении космонавта по верхней поверхности с учетом условий (3.1) уравнения (7.1) принимают вид

$$\begin{aligned} N_{\xi} &= 0, \quad N_{\eta} = m(1 + \lambda)^{-1} (-2\omega V - \omega \dot{\xi} - \omega^2 l) \\ N_{\zeta} &= m(1 + \lambda)^{-1} (\omega \dot{l} - \omega^2 l) \end{aligned}$$

Учитывая выражения (2.2) и (2.3) в уравнениях (7.4), для определения силы реакции получаем выражение

$$\begin{aligned} N^2 &= [\alpha\beta\omega_0 d - (\beta\omega_0/\gamma)^2 (vt + \eta(0))]^2 + \\ &\quad + [2\beta\omega_0 v/\gamma - \alpha\beta\omega_0 (vt + \eta(0)) - (\beta\omega_0/\gamma)^2 d]^2 \\ \alpha &= 2m(1 + \lambda)^{-1} (vt + \eta(0))v, \quad \beta = A + m(1 + \lambda)^{-1} (\eta^2(0) + d^2) \\ \gamma &= A + m(1 + \lambda)^{-1} [(vt + \eta(0))^2 + d^2] \end{aligned} \quad (7.5)$$

которое верно, если космонавт передвигается по передней (задней) поверхности. Заменяя в уравнении (7.8) $\eta(0)$ и d на $\xi(0)$ и l соответственно, получим силу реакции для случая, когда космонавт передвигается по верхней (нижней) поверхности.

На фиг. 4 представлены зависимости силы реакции от расстояния, пройденного космонавтом по передней поверхности корабля для различных значений ω_0 и V . На фиг. 4, а значению $V = 0,305$ м/с соответствует кривая 1, $V = 3,05$ м/с — кривая 2. Эти кривые верны, когда космонавт движется по передней поверхности от центра корабля. Кривые 1, 2, приведенные на фиг. 4, б, относятся к варианту, когда космонавт движется к центру. На фиг. 4, а, б принято значение параметра $\omega_0 = 1$ град/с. На фиг. 4, в, г кривые 1, 2 построены для значения параметра $\omega_0 = 10$ град/с. Космонавт движется соответственно от центра (фиг. 4, в) и к центру (фиг. 4, г).

На фиг. 5 представлена зависимость $|N(L)|$, когда космонавт движется по верхней поверхности корабля (для тех же значений ω_0 и V_0). Эти графики показывают, что в течение всего времени, пока космонавт находится на корабле, его передвижение по поверхности корабля не должно вызывать никаких затруднений, так как силы реакции намного меньше сил тяжести космонавта.

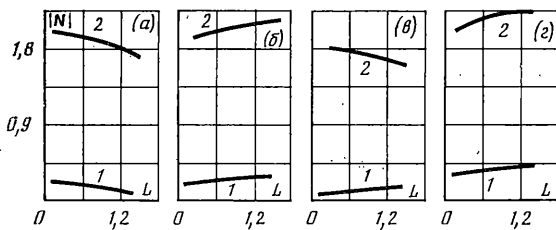
Когда космонавт движется вокруг вращающегося корабля, уравнения (7.3) с учетом условий (5.1) принимают вид

$$\begin{aligned} N_{\xi} &= m(1 + \lambda)^{-1} (\xi'' - 2\omega\dot{\eta} - \omega \dot{\eta} - \omega^2 \xi) \\ N_{\eta} &= m(1 + \lambda)^{-1} (\eta'' + 2\omega\dot{\xi} + \omega \dot{\xi} - \omega^2 \eta), \quad N_{\zeta} = 0 \end{aligned} \quad (7.6)$$

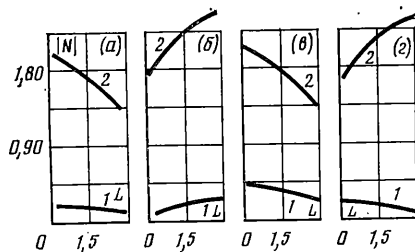
Подставляя выражения (5.3) и (5.4) в (7.6) и полагая $\varphi'' = 0$, получим

$$N^2 = m^2 \rho^2 (1 + \lambda)^{-2} (\varphi' + \omega_0)^2 \quad (7.7)$$

В случае системы (7.6) и для представляющего интерес диапазона угловых скоростей $0 \leq \omega_0 \leq 1$ град/с из уравнения (7.7) видно, что значение $|N|$ находится в пре-



Фиг. 4



Фиг. 5

делах возможностей человека. Действительно, для $p=1,89$ кН, $\omega_0=1$ град/с, $V=$
 $=r\omega=0,61$ м/с величина $|N|$ равна 44,6 Н. При $V=1,52$ м/с $|N|$ равна 297,9 Н.

Для общего случая все численные решения уравнений (7.3) для одинаковых путей передвижения космонавта дали значения силы реакции $|N|$, не превышающие 100 Н.

Автор благодарит В. В. Белецкого за обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Салимов Г. Р. О движении космического корабля, содержащего подвижный элемент в гравитационном поле.— Изв. АН СССР. МТТ, 1974, № 4, с. 35–41.
2. Белецкий В. В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
3. Салимов Г. Р. Об устойчивости вращающейся космической станции, содержащей подвижный элемент.— Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 5, с. 52–56.
4. Бухгольц Н. Н. Основной курс теоретической механики. Ч. 1. М.: Наука, 1969, 467 с.
5. Johnson C. D., Skelton R. E. Optimal Desaturation of Momentum Exchange Control Systems.— AJAA Journal, 1971, v. 9, No. 1, p. 12–22.

Братск

Поступила в редакцию
6.VI.1985