

УДК 629.07.54

О погрешности построения вертикали при старте носителей

В. В. Карачун, Е. Р. Потапова, В. Н. Мельник

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Надійшла до редакції 08.06.99

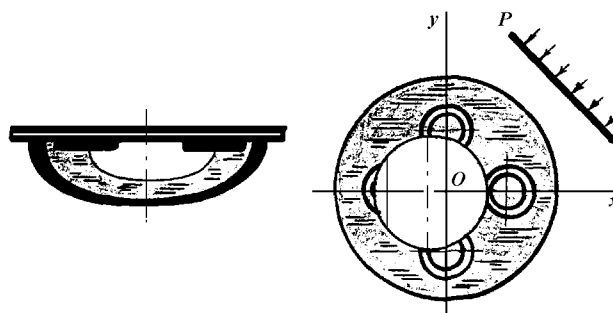
Аналізується вплив акустичного випромінювання з боку рушійних установок на похибки гіроскопічного горизонту, зокрема його дія на рідинний маятниковий перемикач системи корекції гірогоризонту.

Анализ поведения бортовой аппаратуры ракет-носителей показал, что возникающие при старте акустические воздействия со стороны ракетных двигателей оказывают существенное влияние на погрешность приборов управления и навигационного оборудования командно-измерительного комплекса. Наиболее опасными являются звуковые поля интенсивностью выше 160 дБ. В некоторых случаях они могут даже стать определяющими с точки зрения работоспособности приборов. Актуальность рассматриваемой задачи обусловлена также и тем, что оценка параметров траектории полета широкого класса космических аппаратов проводится уже непосредственно на борту ракеты-носителя и потому вопросы точности построения опорной системы координат, связанной с носителем, приобретают исключительную важность.

Утверждение о наибольшей уязвимости некорректируемых систем, по сравнению с корректируемыми, как оказалось, нуждается в переосмыслении и более детальном подтверждении. Действительно, чувствительные элементы систем коррекции, например маятниковые, подвержены влиянию акустического излучения не менее чем некорректируемые приборы в целом. Таким образом, корректируемые системы также нуждаются в «акустическом комфорте».

Как пример рассмотрим поведение построителя вертикали на базе гироскопа со смешанной

коррекцией, использующего в качестве чувствительного элемента жидкостный маятниковый переключатель (ЖМП), который представляет собой медный резервуар, залитый токопроводящей жидкостью. На корпус резервуара подается переменное напряжение 36 (40) вольт частотой 400 Гц. В верхней крышке баллона, нижняя поверхность которой выполнена сферической, находятся четыре токосъемных контакта (рисунок). Жидкость занимает баллон лишь частично, оставляя заполненный инертным газом пузырек. В положении равновесия, при вертикальной ориентации оси фигуры гироскопа, пузырек поровну перекрывает все четыре контакта, и токи, текущие через них, равны друг другу [1]. ЖМП крепится к внутренней рамке



Жидкостный маятниковый переключатель системы коррекции гироскопа

гироскопа. Рассмотренная схема нашла широкое применение, в частности, в различных конструкциях гиригоризонтов и датчиков кренов (АГИ, АГБ и др.).

Проанализируем влияние акустического излучения на чувствительный элемент системы коррекции — жидкостный маятниковый переключатель.

Очевидно, что возмущенное движение пузырька ЖМП будет происходить в сторону распространяющейся волны давления и в итоге приведет к замыканию той или иной пары контактов, что приведет к ложному включению системы коррекции и погрешности построения вертикали места.

Определим перемещение пузырька как тела произвольной формы, поверхность которого упругодеформируемая. Проведем оценку степени влияния деформации поверхности и не зависящих от времени свойств жидкости, например вязкости, на величину предельного перемещения пузырька. Силой молекулярного сцепления с внутренней поверхностью резервуара ЖМП в первом приближении будем пренебрегать. Предположений о форме волны делать не будем.

Линейность задачи позволяет представить дифференциальные уравнения движения пузырька в проекциях на его главные центральные оси инерции в виде

$$M_{ii}\ddot{U}_{*i} + b\dot{U}_{*i} + c_i U_{*i} + Q_i = P_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6, \quad (1)$$

где M_{ii} — масса (либо момент инерции в случае углового перемещения) пузырька как тела произвольной деформируемой формы, \ddot{U}_{*i} — ускорения (линейные или угловые) движения пузырька, b , c_i — соответственно приведенные коэффициенты вязкого и упругого сопротивления, Q_i — дополнительные силы взаимодействия поверхности пузырька с жидкостью ЖМП, вызванные ее деформацией, P_i — силы, с которыми распространяющаяся в среде акустическая волна воздействует на абсолютно твердую поверхность пузырька. Силы Q_i ($i = x, y$) определяются выражением

$$Q_i = \int_S q(x, y, t) \cdot \tau_i(x, y) dS, \quad (2)$$

где q — давление, вызванное смещением пузырька, τ_i — орт соответствующей оси ординат, x, y — координаты на поверхности пузырька, t — время; S — поверхность пузырька, точкой обозначено скалярное произведение векторов. Зависимость обобщенной силы Q_i от перемещения поверхности может быть выражена в явном виде, для чего достаточно представить перемещение поверхности пузырька в следующей форме:

$$W(x, y, t) = \sum_k U_k(t) V_k(x, y), \quad k = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $V_k(x, y)$ — достаточно полная система векторных функций, причем при $k = 1, \dots, 6$ эти функции совпадают с определенными выше τ_i , т. е. соответствуют перемещениям поверхности пузырька в целом, а остальные ($k = 7, 8, \dots$) выражают деформации поверхности, $U_k(t)$ — обобщенная координата. Очевидно, что при отсутствии деформаций $U_k = U_{*i}$ для $k = 1, \dots, 6$ и $U_k = 0$ для $k = 7, 8, \dots$

Пусть под действием акустической волны давления пузырек ЖМП перемещается (или деформируется его поверхность) так, что обобщенная координата U_k увеличивается с единичной скоростью, т. е.

$$\dot{U}_k \Big|_{t>0} = 1, \quad U_k \Big|_{t<0} = 1, \quad U_m \Big|_{m \neq k} = 1.$$

При этом на поверхности пузырька возникает давление с составляющими по всем направлениям τ_i . Соотношение (2) обозначает обобщенную силу $F_{ik}(t)$, соответствующую этим условиям. Ввиду линейности задачи обобщенная сила $Q_i(t)$, возникающая при произвольном смещении поверхности пузырька, определится равенством, непосредственно вытекающим из принципа суперпозиции

$$Q_i(t) = \sum_k Q_{ik}(t) = \sum_k \int_0^t F_{ik}(t - \tau) \ddot{U}_k(\tau) d\tau. \quad (4)$$

Здесь и далее предполагалось, что $U_k \Big|_{t \leq 0} = 0$, а \ddot{U}_k может содержать импульсные функции (в частности, если $\lim_{t \rightarrow +0} U_k \neq 0$).

Зависимость обобщенных сил P_i от параметров волны давления также может быть представлена при помощи функций F_{ik} . Получить такую зависимость позволяет представление движения части жидкости ЖМП, мысленно ограниченной поверхностью пузырька. Динамическое равновесие полученного таким образом фиктивного «тела» можно также описать уравнениями, аналогичными (1). Если при этом фиктивное тело расположено на месте изучаемого пузырька, а его динамическое равновесие рассматривается относительно выбранных выше осей, то составляющие внешнего воздействия на несмещаемую поверхность пузырька и функции F_{ik} для фиктивного тела будут теми же, что и для исследуемого, поэтому уравнения будут иметь вид

$$P_i = \sum_n M_{ni}^{\Phi} \ddot{U}_{*n} + \sum_k \int_0^t F_{ik}(t - \tau) \ddot{U}_k^{\Phi}(\tau) d\tau + b_n \dot{U}_{*n} + c_n U_{*n}, \quad (5)$$

где M_{ni}^∞ — масса (статический момент, момент инерции фиктивного тела относительно указанных осей), индекс ф означает принадлежность к фиктивному телу. Предполагается, что пузырек не отделен от среды — если он находится в реальной жидкости, то перемещения среды на поверхности пузырька совпадают с его перемещениями, если же жидкость идеальная, то это относится к нормальным составляющим перемещений. Момент сил инерции представлен здесь суммой моментов, возникающих вследствие обобщенных перемещений U_{*n}^Φ как при $n = i$, так и при $n \neq i$, поскольку оси, относительно которых рассматривается динамическое равновесие фиктивного тела, вообще говоря, не являются для него главными центральными осями инерции.

Фиктивное тело не вносит возмущений в распространяющуюся по жидкой среде волну. Поэтому, необходимые данные о его смещении (U_k^Φ , U_{*n}^Φ) могут быть получены интегрированием соответствующим образом спроектированных смещений жидкой среды по поверхности и объему пузырька. Таким образом, уравнения (5) можно рассматривать как равенства, определяющие силы P_i .

На основании соотношений (4), (5) уравнения (1) движения пузырька могут быть записаны в виде интегродифференциальных зависимостей

$$\begin{aligned} M_{ii} \ddot{U}_{*i} + \sum_k \int_0^t F_{ik}(t-\tau) \ddot{U}_k(\tau) d\tau + b_i \dot{U}_{*i} + c_i U_{*i} = \\ = \sum_n M_{ni}^\Phi \ddot{U}_{*n} + \sum_k \int_0^t F_{ik}(t-\tau) \ddot{U}_k^\Phi(\tau) d\tau + b_n \dot{U}_{*n} + c_n U_{*n}. \end{aligned} \quad (6)$$

В уравнениях (6) предполагается отсутствие взаимодействия пузырька с внутренней поверхностью ЖМП и контактами (вследствие, например, смачиваемости). Результирующее взаимодействие выражено силой упругости и силой вязкого сопротивления с приведенными коэффициентами жесткости c_i и демпфирования b_i . В действительности это взаимодействие носит более сложный характер. Однако при линейной постановке задачи можно ограничиться таким представлением сил.

Анализ уравнений (6) позволяет сделать некоторые выводы о величине окончательных (предельных) перемещениях пузырька и на основании этого судить о систематической составляющей погрешности выставки вертикали места при старте ракет-носителей.

Преобразование Лапласа приводит это выражение к виду [2]

$$M_{ii} p^2 \ddot{U}_{*i}^+ + \sum_k F_{ik}^+ p^2 U_k^+ + b_i p U_{*i}^+ + c_i U_{*i}^+ =$$

$$= \sum_n M_{ni}^\Phi p^2 U_{*n}^{\Phi+} + \sum_k F_{ik}^+ p^2 U_k^{\Phi+} + b_n p U_{*n}^+ + c_n U_{*n}^+, \quad (7)$$

где смысл индекса «+» и параметра p вытекает из соотношения

$$\int_0^\infty \Phi(t) \exp(-pt) dt = \Phi^+(p).$$

Чтобы из уравнений (7) определить величины окончательных перемещений пузырька ЖМП, достаточно воспользоваться формулой

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi(t) = \Phi_\infty = \lim_{p \rightarrow 0} p \Phi^+(p), \quad (8)$$

справедливой для случая существования предела в ее левой части (не обязательно ограниченного), а также выполнения условия

$$[\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi(t) \exp(-p)]_{p>0} = 0.$$

Если предположить, что волна внешнего акустического давления ограничена во времени (или затухает), а жидкая среда безгранична, то можно утверждать, что перемещения пузырька будут удовлетворять этим условиям. Действительно, излучение волн возмущений при колебаниях пузырька в безграничной среде вызовет затухание колебаний. Поэтому, если колебания пузырька и будут иметь место, то с прекращением действия акустического излучения они должны затухать, и следовательно, перемещения пузырька будут стремиться к пределу. Кроме того, оговоренное выше условие ограниченности внешнего звукового воздействия исключает экспоненциальное увеличение перемещений пузырька при $t \rightarrow \infty$ [2].

Характер взаимосвязи окончательных перемещений пузырька с окончательными перемещениями фиктивного тела (перемещений жидкости в отсутствие пузырька), как следует из соотношений (6), существенным образом зависит от поведений функций $[F_{ik}^+(p)]_{p \rightarrow 0}$, или, что то же самое, от поведений функций $[F_{ik}(t)]_{t \rightarrow \infty}$.

Функции F_{ik} , в зависимости от свойств жидкости (безграничной), можно классифицировать следующим образом.

Идеальная (без учета вязкости) жидкость. Если $t \gg 0$, то пузырек движется либо деформируется в безграничной жидкости с единичной скоростью $U_k = 1$ ($[U_k]_{t<0} = 0$) и по прошествии достаточно длительного времени, когда обтекание установится, сжимаемость жидкости уже не будет влиять на поле скоростей в достаточно большой окрестности пузырька, и количество движения жидкости будет характеризоваться присоединенными массами m_{ik} .

Движение жидкости создается силами F_{ik} при $\dot{U}_k = 1$. Поэтому количество движения при $t \rightarrow \infty$ будет равно m_{ik} , так как

$$m_{ik} \dot{U}_k(t) \Big|_{t \rightarrow \infty} = m_{ik} \cdot 1 = m_{ik}.$$

Таким образом, в случае идеальной жидкости

$$\lim_{p \rightarrow 0} F_{ik}^+(p) = \int_0^{\infty} F_{ik}(\tau) d\tau = m_{ik}. \quad (9)$$

Реальная жидкость. Равномерное движение в реальной жидкости будет встречать сопротивление трения α_{ik} , поэтому

$$\lim_{t \rightarrow \infty} F_{ik}(t) = \alpha_{ik}. \quad (10)$$

Можно утверждать, что $\alpha_{ii} > 0$ Кроме того, очевидно, что все величины сопротивления α_{ik} ограничены.

Теперь можно рассмотреть предельные, т. е. при $p \rightarrow 0$, соотношения, вытекающие из системы (7). Для рассмотренных выше двух случаев состояния среды предельные соотношения, например для свободного от закреплений пузырька, будут иметь вид: — идеальная жидкость

$$\begin{aligned} M_{ii} U_{i\infty} + \sum_{k=1}^6 m_{ik} U_{k\infty} + [M_{ii}(U_{*i\infty} - U_{i\infty}) + \\ + \left[\sum_{k=7}^{\infty} m_{ik} U_{k\infty} \right]] = \sum_n M_{ni}^{\Phi} U_{n\infty}^{\Phi} + \sum_{k=1}^6 m_{ik} U_{i\infty}^{\Phi} + \\ + \left[\sum_n M_{ni}^{\Phi} (U_{*n\infty}^{\Phi} - U_{n\infty}^{\Phi}) \right] + \left[\sum_{k=7}^{\infty} m_{ik} U_{k\infty}^{\Phi} \right]; \quad (11) \end{aligned}$$

— реальная жидкость

$$\sum_{k=1}^6 \alpha_{ik} U_{k\infty} + \left[\sum_{k=7}^{\infty} \alpha_{ik} U_{k\infty} \right] = \sum_{k=1}^6 \alpha_{ik} U_{k\infty}^{\Phi} + \left[\sum_{k=7}^{\infty} \alpha_{ik} U_{k\infty}^{\Phi} \right]. \quad (12)$$

В этих формулах члены в квадратных скобках соответствуют остаточным деформациям пузырька (в левых частях уравнений) и фиктивного тела (в правых).

Анализ полученных результатов показывает, что упругие деформации не влияют на окончательные перемещения пузырька, так как величины M_{ii} , m_{ik} и α_{ik} ограниченные, а остаточные деформации равны нулю, вследствие чего равны нулю и члены, им соответствующие.

Вышеизложенное продемонстрируем примером. Пусть пузырек массы M перемещается внутри ЖМП под воздействием внешнего акустического излучения. Для простоты положим жидкость реаль-

ной, несжимаемой, а перемещение пузырька — происходящим только вдоль одной координатной оси. Функции, определяющие перемещение жидкой среды и ее взаимодействие с пузырьком, пусть будут вида

$$F = m\delta_1(t) + \alpha, \quad \dot{U}_*^{\Phi} = \dot{U}^{\Phi} = \delta_0(t) - \delta_0(t-1),$$

где m — присоединенная масса, α — коэффициент трения о среду, $\delta_1(t)$ — дельта-функция Дирака, представляющая мгновенное значение импульса возмущения.

Тогда из уравнений (7) получаем дифференциальное уравнение движения пузырька:

$$\begin{aligned} M\ddot{U}(t) + b\dot{U}(t) + c_1 U(t) + \\ + \int_0^t [m\delta_1(t-\tau) + \alpha] \ddot{U}(\tau) d\tau = \\ = M^0 [\delta_1(t) - \delta_1(t-1)] + \\ + \int_0^t [m\delta_1(t-\tau) + \alpha] [\delta_1(\tau) - \delta_1(\tau-1)] d\tau, \quad (13) \end{aligned}$$

где M^0 — масса вытесненной пузырьком жидкости. Уравнение (13) запишем в виде

$$\begin{aligned} M\ddot{U} + b\dot{U} + c_1 U + m\ddot{U} + \alpha\dot{U} = \\ = (M^0 + m) [\delta_1(t) - \delta_1(t-1)] + \\ + \alpha [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)], \quad (14) \end{aligned}$$

где $\delta_0(t)$ единичная функция Хевисайда. Применив одностороннее преобразование Лапласа, уравнение (14) запишем в операторной форме:

$$\begin{aligned} (M + m)p^2 U + (\alpha + b)pU + c_1 U = \\ = (M^0 + m)[1 - \exp(-p)] + \alpha p^{-1}[1 - \exp(-p)]. \end{aligned}$$

Отсюда можно найти $U(p)$ и, переходя к оригиналу, установить закон движения пузырька ЖМП под воздействием акустической волны:

$$\begin{aligned} U(t) = \frac{1}{\omega} \exp(-\nu t) \left(\frac{M^0 + m}{M + m} - \frac{\alpha \nu}{c_1} \right) \times \\ \times [\sin \omega t - \exp \nu \sin \omega(t-1)] - \\ - \frac{\alpha}{c_1} \exp(-\nu t) [\cos \omega t - \exp \nu \cos \omega(t-1)] + \\ + \frac{\alpha}{c_1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)], \quad (15) \end{aligned}$$

где

$$\omega^2 = \frac{c_1}{M + m} - \nu^2, \quad \nu = \frac{\alpha + b}{2(M + m)}.$$

Величины предельных перемещений для нескольких расчетных моделей будут такими:

— с учетом упругих и демпфирующих свойств многофазной структуры ЖМП

$$U_{\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\alpha}{c_1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)] = \frac{\alpha}{c_1},$$

— с учетом только демпфирующих свойств

$$U_{\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \frac{\alpha}{\alpha + b},$$

— с учетом только упругих свойств

$$U_{\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\alpha}{c_1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)] = \frac{\alpha}{c_1},$$

— с учетом только трения пузырька о жидкую среду

$$U_{\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{M^0 + m}{M + m},$$

при $v_1 T \ll 1$ ($1 \leq t \leq T$). Здесь $v_1 = \alpha / (M + m)$. В правых частях этих формул значение предельного перемещения частиц жидкости при $t \geq 1$ равняется единице, т. е. имеет место равенство

$$M_{\infty}^{\Phi} = 1.$$

Таким образом, перемещаясь в сторону распространяющейся волны давления, пузырек нарушает равновесие токов в обмотках коррекционных механизмов, и ось фигуры будет отслеживаться в сторо-

ну ложной вертикали. Причем, работая на постоянной части характеристики, ЖМП будет заставлять прецессировать ротор гироскопа в продолжение всего времени действия внешнего акустического давления, т. е. до тех пор, пока ракета-носитель не оторвется от стартовой площадки и не будет находиться на такой высоте, когда уровень акустического излучения уменьшится до номинальной величины 130—150 дБ и приборы управления станут инвариантными к его воздействию. В этом случае система коррекции станет возвращать ось фигуры гироскопа в положение истинной вертикали.

1. Данилин В. П. Гироскопические приборы. — М.: Высшая шк., 1965.—539 с.
2. Карачун В. В., Мартыненко В. С. О перемещении абсолютно твердой оболочки под воздействием внешней акустической волны давления // Докл. АН УССР.—1991.— № 3.—С. 48—51.

ON THE FAULT IN CONSTRUCTING THE VERTICAL IN ROCKET LAUNCH

V. V. Karachun, E. R. Potapova, and V. N. Mel'nik

We analyze the influence of the acoustic radiation from rocket engines on the faults of gyroscope horizon, and on the liquid pendulum switch of the horizon correction system, in particular.