

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ КАПСУЛЫ С ТРОСОМ НА ВНЕАТМОСФЕРНОМ УЧАСТКЕ СПУСКА С ОРБИТЫ

© 2006 Ю. М. Заболотнов, Д.И. Фефелов

Самарский государственный аэрокосмический университет

В статье предлагается подход к моделированию спуска легкой капсулы с орбиты с использованием тросовой системы. Система моделируется уравнениями динамики системы многих тел, элементы которой испытывают деформационное смещение. Описана динамика движения такой системы и параметры входа в атмосферу для различных моделей взаимодействия частиц набегающего потока с поверхностью троса. Исследовано влияние аэродинамической и гравитационной стабилизации на спуск тросовой системы. Проведено сравнение со спуском капсулы без троса (рассмотрен случай, когда после развертывания тросовой системы трос обрезается в нижней точке).

Постановка задачи

В работе анализируется движение капсулы с тросом на внеатмосферном участке спуска с орбиты до входа в плотные слои атмосферы Земли (до высоты 100 км). Рассматриваемая задача возникает в случае использования развертываемой тросовой системы (ТС) для доставки малых полезных грузов на поверхность Земли с космического аппарата (КА), находящегося на орбите ИСЗ. В настоящее время планируется провести подобный эксперимент в рамках совместного российско-европейского проекта YES2 [1]. Первоначально капсула закреплена на КА. Механизм отделения сообщает капсуле начальную скорость близкую 2 м/с и направленную по локальной геовертикали к Земле. Развертывание происходит под действием гравитационных сил по заданному программному закону с помощью тормозного механизма. После достижения заданной длины (около 30 км) трос фиксируется, и капсула на тросе некоторое время совершает маятниковое движение, после чего трос обрезается около КА.

Целью данной работы является моделирование движения системы после обрезания троса, изучение изменения геометрии тросовой системы и определение параметров входа системы в плотные слои атмосферы. Механическая система, вследствие ее сравнительно большой длины, рассматривается как система с распределенными параметрами. Анализируются и

сравниваются несколько вариантов спуска с орбиты: 1) отдельное движение капсулы и троса; 2) движение капсулы с тросом; 3) движение капсулы с тросом и дополнительным концевым телом (с увеличенной массой) и малой характерной площадью (гравитационная стабилизация движения системы); 4) движение капсулы с тросом и дополнительным концевым телом с большой характерной площадью (аэродинамическая стабилизация движения тросовой системы).

Математическая модель

Уравнения движения системы записаны в геоцентрической системе координат. Тросовая система рассматривается как система N материальных точек, связанных между собой упругими связями, моделирующими гибкий трос (рис. 1).

При расчете учитываются гравитационные, аэродинамические силы и силы упругих связей между точками системы. Для определения гравитационных сил используется модель центрального поля притяжения

$$\vec{F}_{G_i} = -M_E \cdot \gamma \cdot m_i \frac{\vec{r}_i}{r_i^3}, \quad (1)$$

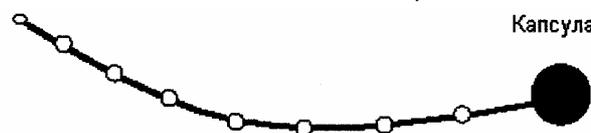


Рис. 1. Модель тросовой системы

где M_E – масса Земли, g – гравитационная постоянная, m_i и \vec{r}_i – масса и радиус-вектор i -ой точки.

При расчете аэродинамических сил каждый участок между точками системы представляется как цилиндр, диаметр которого равен диаметру троса, а длина равна расстоянию между точками. При определении аэродинамических сил, используется теория свободномолекулярного потока [2]. Аэродинамические характеристики цилиндра при его движении в потоке разреженного газа зависят от характера взаимодействия молекул набегающего потока с поверхностью тела. Существуют два предельных случая взаимодействия: диффузное и зеркальное. При диффузном отражении молекулы газа при столкновении с телом адсорбируются (поглощаются) поверхностью на время, в течение которого происходит уравнивание температур газа и стенки, а затем испускаются по всем возможным направлениям с кинетической энергией примерно соответствующей температуре стенки. При зеркальном отражении нормальная составляющая скорости частиц потока при попадании на поверхность цилиндра изменяет направление на противоположное при неизменной величине, а тангенциальная составляющая скорости остается неизменной. Как отмечено в работе [2], в реальных потоках разреженного газа не реализуется ни один из предельных случаев и отражение имеет промежуточный характер. В данной работе приводятся расчеты, соответствующие этим двум предельным моделям отражения молекул.

При диффузном отражении аэродинамическая сила имеет лишь составляющую в направлении скорости набегающего потока (силу лобового сопротивления), которая определяется выражением

$$\vec{F}_{Ri} = -\frac{\rho_i \cdot C_i}{2} \cdot S_i \cdot V_{ci} \cdot \vec{V}_{ci} \cdot \sin \alpha_i,$$

где \vec{V}_{ci} – скорость центра масс элементарного i -ого цилиндра, $C_i=2-2.2$ – коэффициент аэродинамического сопротивления цилиндра [2], $S_i = DL_i$ – характерная площадь, D – диаметр троса, L_i – длина цилиндра, c_i – плот-

ность атмосферы, α_i – угол атаки для i -ого цилиндра. Причем скорость центра масс элементарного цилиндра и его угол атаки оцениваются по формулам

$$\vec{V}_{ci} = \frac{V_i + V_{i+1}}{2}, \quad \cos(\alpha_i) = \frac{\vec{L}_i \cdot \vec{V}_{ci}}{L_i V_{ci}},$$

где \vec{V}_i, \vec{V}_{i+1} – скорости точек, соответствующих концам цилиндра; \vec{L}_i – вектор, направленный вдоль цилиндра и по модулю равный его длине.

При зеркальном отражении, аэродинамическая сила \vec{F}_R перпендикулярна оси симметрии цилиндра и имеет относительно вектора скорости две составляющие: силу лобового сопротивления и подъемную силу, а ее величина вычисляется следующим образом:

$$F_{Ri} = \frac{\rho_i \cdot C_i}{2} S_i \cdot V_{ci}^2 \cdot \sin \alpha_i$$

В этом случае пересчет аэродинамической силы в инерциальную систему координат осуществляется по следующему алгоритму. Аэродинамическая сила направлена по нормали к цилиндру, поэтому

$$\vec{F}_{Ri} \cdot \vec{L}_i = 0. \quad (2)$$

Кроме того, она лежит в плоскости, проходящей через цилиндр и вектор скорости его центра масс, отсюда

$$\vec{F}_{Ri} \cdot \vec{C}_i = 0, \quad (3)$$

где $\vec{C}_i = \vec{L}_i \times \vec{V}_{ci}$ – нормаль к этой плоскости.

Теперь умножая уравнение (2) на коэффициент C_{iz} , а уравнение (3) на проекцию L_{iz} и проводя сложение, найдем

$$F_{Riy} = -\frac{L_{iz} C_{ix} - C_{iz} L_{ix}}{L_{iz} C_{iy} - C_{iz} L_{iy}} F_{Rix}. \quad (4)$$

Из уравнения (2) легко получить, что

$$F_{Riz} = -\frac{F_{Rix} L_{ix} + F_{Riy} L_{iy}}{L_{iz}}. \quad (5)$$

Третью проекция нетрудно найти из очевидного соотношения

$$F_{Ri}^2 = F_{Rix}^2 + F_{Riy}^2 + F_{Riz}^2. \quad (6)$$

Тогда подставив в это соотношение фор-

мулы (4) и (5), получим

$$F_{Rix} = - \frac{F_{Ri}}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{L_{iz}} (L_{ix} - a \cdot L_{iy}) \right)^2}}, \quad (7)$$

где $a = - \frac{L_{iz} C_{ix} - C_{iz} L_{ix}}{L_{iz} C_{iy} - C_{iz} L_{iy}}$. Сила F_{Ri} действует на

цилиндр. На каждую из точек, расположенных на концах цилиндра, приходится половина этой силы.

Таким образом, при расчете аэродинамической силы при зеркальном отражении пренебрегается ее осевой составляющей по сравнению с составляющей, действующей перпендикулярно оси цилиндра. Здесь предполагается, что, если элементарный цилиндр располагается параллельно набегающему потоку, то его сила лобового сопротивления пренебрежимо мала. Это допущение вполне оправдано, так как отношение диаметра элементарного цилиндра к его длине составляет величину порядка 10^{-6} .

Плотность атмосферы вычисляется на основании модели MSIS-E-90 [3]. Информация об атмосфере представлена в виде таблицы, поэтому для получения плотности атмосферы на заданной высоте используется линейная интерполяция.

Для определения силы упругости троса используется закон Гука, предполагающий линейную зависимость силы от растяжения. Если же длина троса становится меньше его длины в недеформированном состоянии, то сила упругости принимается равной нулю, поскольку трос не работает на сжатие. Исходя из этого, можно записать силу, действующую на точку $\cdot i$ со стороны точки $\cdot i - 1$ в виде (такая же по абсолютной величине, но противоположная по направлению сила действует на точку $\cdot i - 1$ со стороны точки $\cdot i$):

$$\vec{T}_i = -k a_i \frac{L_i - L_{0i}}{L_{0i}} \frac{\vec{L}_i}{L_i}, \quad (8)$$

где L_{0i} – длина нерастянутого элемента троса, $k = E \cdot A$ – коэффициент жесткости, E – модуль Юнга, A – площадь поперечного сечения троса, a_i – некоторые коэффициент, рав-

ный нулю или единице.

Коэффициент $a_i = 0$, если выполняется условие: $L_i = |r_i - r_{i-1}| < L_{0i}$. Кроме того, очевидно, что для концевых тел ($i=1$ или $i=N+1$) также $a_i = 0$. Во всех же остальных случаях $a_i = 1$.

Кроме рассмотренных выше сил, на движение тросовой системы влияют гравитационное взаимодействие с солнцем, луной и планетами солнечной системы, давление солнечного излучения и другие силы. Однако, они очень малы [4] и не оказывают существенного влияния на траекторию спуска системы.

В результате можно записать силу, действующую на i -й элемент системы, в виде

$$\vec{F}_i = \vec{F}_{Gi} + \vec{F}_{Ri} + \vec{T}_i - \vec{T}_{i+1}. \quad (9)$$

Движение тросовой системы описывается системой дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \vec{y}'_i(t) &= f(t, \vec{y}_i), \\ \vec{y}_i(t_0) &= \vec{y}_{i0}, \quad i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (10)$$

где $\vec{y}_i = \begin{pmatrix} \vec{r}_i \\ \vec{v}_i \end{pmatrix}$, $f(t, y_i) = \begin{pmatrix} \vec{V}_i \\ M_i^{-1} \cdot \vec{F}_i \end{pmatrix}$, M_i – масса точки.

В рассматриваемой системе уравнений (вследствие присутствия силы упругости) имеются высокочастотные колебательные составляющие решения, при расчете которых требуется очень мелкий шаг интегрирования. Это приводит к некоторым проблемам при численных расчетах как с точки зрения точности вычислений, так и с точки зрения их трудоемкости. Вследствие этого были проведены исследования по выбору наиболее рационального метода численного интегрирования. Для решения этой системы использовались различные численные методы: явные методы четвертого порядка точности (классический метод Рунге-Кутты, метод Рунге-Кутты-Фельберга [5] и симплектический метод, который разработали *E.Forest* и *R.D.Ruth* [6, 7]), пятого порядка точности (метод Дорманда-Принса [8] и модифицированный для этой задачи метод Рунге-Кутты-Нюстрема), седьмого порядка (метод Рун-

ге-Кутты-Фельберга[5]), восьмого порядка (Дорманда-Принса[5]) и девятого порядка (метод Рунге-Кутты-Вернера [9]), а также неявный метод Рунге-Кутты RADAU5 пятого порядка[5]. Наилучшим методом с точки зрения сходимости численных решений к точным решениям при уменьшении шага интегрирования показал метод RADAU5. Подробное обоснование выбора именно этого метода интегрирования выходит за рамки данной работы. Ниже приводятся результаты расчетов, сделанных именно этим методом.

Результаты моделирования

После окончания разворачивания тросовой системы, капсула на тросе совершает маятниковые колебания в плоскости орбиты. Обрезание троса происходит в верхней точке в момент, когда маятник движется в направлении, противоположном скорости КА.

На рис. 2 показано состояние тросовой системы в момент обрезания троса. Длина троса составляет 30 км, причем капсула оказывается выдвинутой вперед относительно КА на 2,8 км. Угол между тросом и локальной геовертикалью составляет около 5 градусов. Стрелками показано распределение скоростей в различных частях троса. Хорошо видно, что скорость верхней точки имеет только горизонтальную составляющую. У более низко расположенных элементов троса появляется вертикальная составляющая, достигающая в самой нижней точке 5.5 м/с. Абсолютная величина скорости, при этом, уменьшается с 7726 м/с до 7661

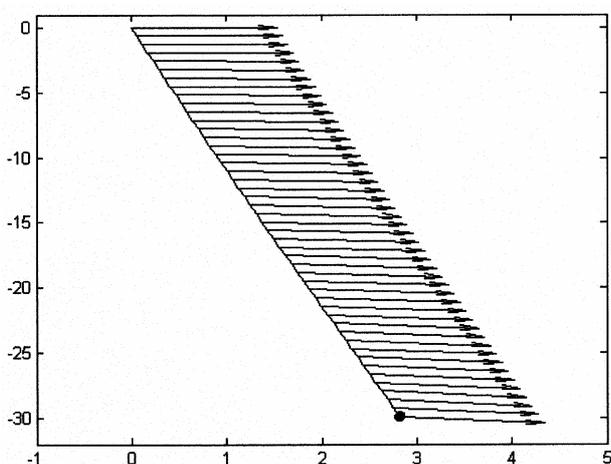


Рис. 2. Начальное положение троса и начальное распределение скоростей (графически)

м/с, то есть капсула движется медленнее КА.

При численном моделировании были приняты следующие исходные данные: диаметр троса 0.0006 м, масса троса 5 кг, модуль Юнга $1.2 \cdot 10^{10}$ н/м², масса капсулы 18 кг., площадь миделя капсулы 0.8 м². Моделирование осуществлялось до момента времени, когда центр масс системы опускался на высоту 100 км. Было проведено моделирование спуска равномерно натянутого троса с разбиением его на 25, 35, 40, 45 и 50 элементов. Во всех случаях изменение конфигурации тросовой системы примерно одинаковое, в то время как параметры входа в атмосферу меняются достаточно существенно. Так расстояние между точками входа при разбиении на 25 и 35 элементов составляют почти 10 км, а разница скоростей более 35 м/с. В случае расчета с 45 и 50 элементами эти цифры в пять раз меньше. Кроме того, на основании данных о конфигурации и натяжении троса в одном из вариантов разворачивания тросовой системы [1] моделировался более сложный случай, когда натяжение троса неравномерно, а сам он немного провисает. Окончательно трос в этом случае в результате дискретизации был разбит на N=47 элементов, что обеспечивало достаточную точность моделирования. Надо заметить, что от количества элементов в существенной степени зависит время расчета спуска рассматриваемой механической системы. Это обусловлено необходимостью при использовании неявного метода интегрирования решать на каждом шаге нелинейную систему из $18 \cdot N$ уравнений.

Моделировалось 4 варианта спуска с орбиты:

1. движение капсулы с тросом;
2. спуск капсулы без троса;
3. движение капсулы с тросом и дополнительным концевым телом с малой характерной площадью (гравитационная стабилизация движения системы);
4. движение капсулы с тросом и дополнительным концевым телом с большой характерной площадью (аэродинамическая стабилизация движения тросовой системы).

В первом случае были получены результаты для обеих рассматриваемых моделей взаимодействия частиц набегающего потока с по-

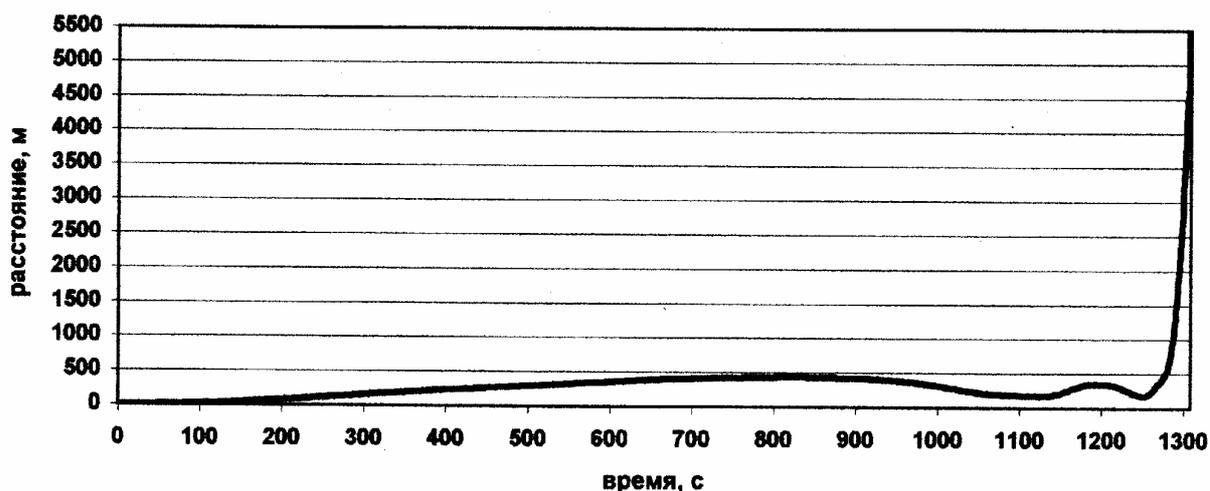


Рис. 3. Расстояние между траекториями центра масс

верхностью троса. На рис. 3 приводится сравнение траекторий (показано расстояние между ними) центра масс системы (капсула и трос), полученных при использовании моделей диффузного и зеркального отражения.

Видно, что расстояние между траекториями в течение первых 1280 секунд полета не превышает 500 метров, а потом она возрастает и к 1307-й секунде (окончание спуска системы при зеркальном отражении) достигает 5 км. Из этого следует, что до высоты порядка 110 км траектории центров масс в обоих случаях практически совпадают. Заметим, что при использовании модели зеркального отражения траектория центра масс системы проходит немного ниже, что приводит к более быстрому замедлению движения и к потере высоты полета.

При движении капсулы вместе с тросом интересным представляется изменения конфигураций механической системы. Если в момент обрезания троса она ориентирована по прямой, близкой к локальной геовертикали, то потом верхняя часть троса уходит вперед что обусловлено ее большей начальной скоростью. Постепенно, под действием сил натяжения общие размеры системы уменьшаются, трос перестает быть натянутым и приближается к капсуле. При спуске ниже 200 км. (после 800 с. полета) начинает проявляться разница в конфигурациях тросовой системы (табл. 1.).

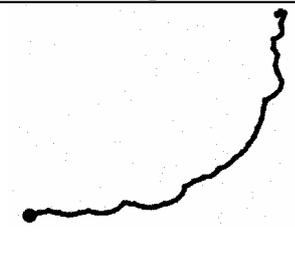
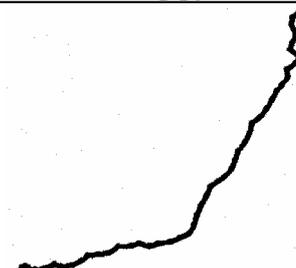
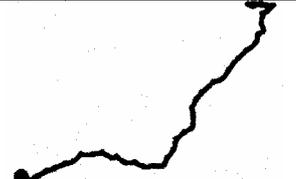
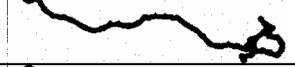
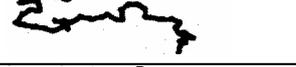
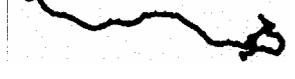
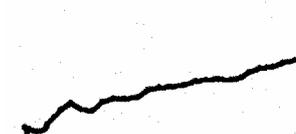
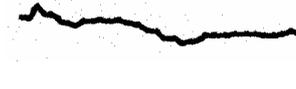
В результате при диффузном отражении трос полностью оказывается позади капсулы, выполняя роль аэродинамического стабилизатора. При зеркальном отражении на финаль-

ном этапе также заметно выдвиганием капсулы вперед, очень похожее на аналогичное движение капсулы при диффузном отражении, однако тросовая система не успевает развернуться, как в первом случае. Поэтому можно говорить о том, что использование обеих моделей приводит к одному качественному результату: аэродинамической стабилизации системы при входе в плотные слои атмосферы.

Все дальнейшие расчеты были проведены при использовании модели диффузного отражения молекул набегающего потока в режиме свободномолекулярного течения.

Для выяснения того, как влияет трос на спуск капсулы, было проведено моделирование движения капсулы без троса. Оказалось, что траектория спуска капсулы без троса является более крутой большую часть времени, но в нижней части траектории она наоборот более полого. Поэтому, хотя время спуска сокращается на 25 с., угол входа в плотные слои атмосферы (высота 100 км) уменьшается по абсолютной величине на 0.57 град. (рис. 4) и составляет -1.32 град. Скорость оказывается почти на 11% больше (табл. 2). Следовательно, при спуске легких капсул с помощью разворачиваемой тросовой системы более предпочтительным является совместное движение капсулы и троса на внеатмосферном участке полета, то есть обрезание троса желательно осуществлять только в верхней точке. В настоящее время в проекте YES2 [7] нижнее концевое тело состоит из двух частей: капсулы и блока MASS, в котором располагаются некоторые средства связи, датчи-

Таблица 1. Сравнение конфигураций ТС при различных моделях аэродинамических сил

Время, с	Модель зеркального отражения	Модель диффузного отражения
800		
900		
1000		
1100		
1210		
1250		
1296		
Конец (1307 с., 1312 с.)		

ки и т.д. После обрезания троса вблизи КА капсула и блок MASS тоже разделяются и движение троса на внеатмосферном участке осуществляется вместе с блоком MASS. Однако, исходя из полученных результатов, было бы целесообразнее отказаться от разделения.

Можно предположить, что такое влияние троса на движение системы обусловлено тем, что сам он (и как следствие центр масс тросовой системы) имеет большую начальную скорость в момент обрезания. Чтобы убедиться в правильности этого положения попробуем добавить концевую массу с небольшой характерной площадью на верхний конец троса и посмотрим, как изменится поведение системы. Если это предположение верно, то время спус-

ка системы должно еще больше замедлиться, так как увеличится высота центра масс системы и его скорость. При дополнительной массе концевой груза в 10 кг численное моделирование показало, что эти предположения подтверждаются и время спуска системы увеличивается до 1469 секунд. Однако, скорость капсулы уменьшается до 7007,88 м/с. Так же немного уменьшается (на 0,06 град.) угол входа в атмосферу (табл. 2), но он все равно остается больше чем при спуске одиночной капсулы. Меняется также и форма троса во время спуска. Достаточно долгое время он остается прямым, поворачиваясь вокруг центра масс системы. То есть осуществляется гравитационная стабилизация системы. Потом сам трос начинает про-

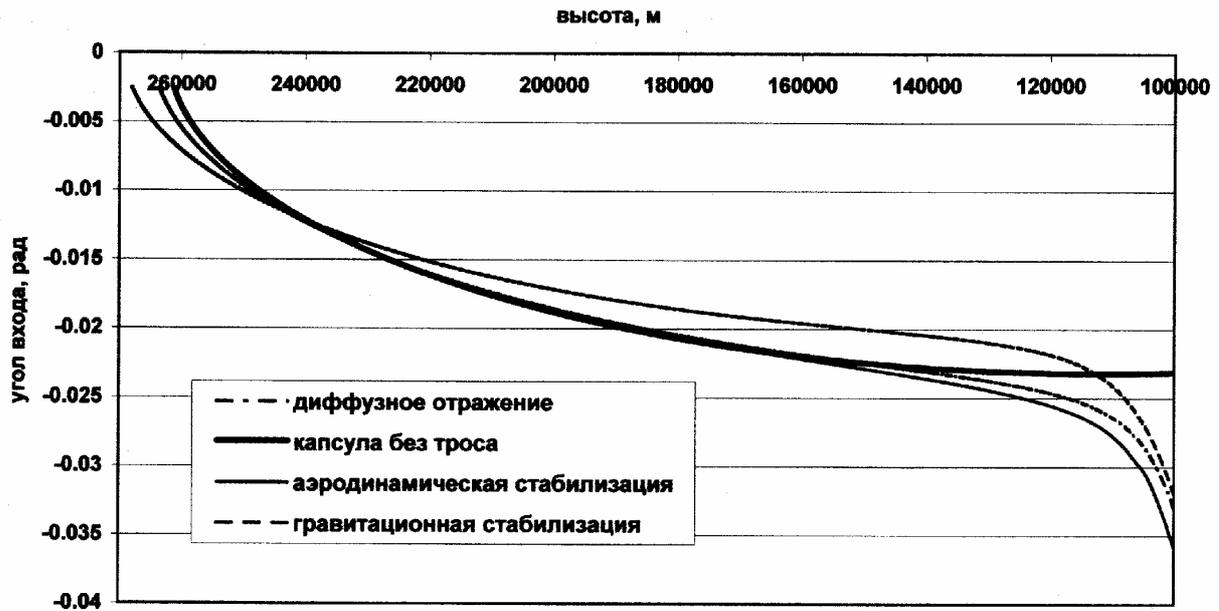


Рис. 4. Изменение угла входа ЦМ

Таблица 2. Сравнение параметров входа ЦМ в атмосферу (высота 100 км)

	Капсула с тросом		Только капсула	Гравитационная стабилизация		Аэродинамическая стабилизация	
	Дифф.	Зерк.		Дифф.	Зерк.	Дифф.	Зерк.
Время спуска, с	1312.30	1307.70	1286.95	1469.25	1540.20	1301.30	1311.55
Скорость входа, м/с	7086.61	6873.42	7855.94	7007.88	7241.73	6915.88	6812.67
Угол входа, рад	-0.03296	-0.03454	-0.02315	-0.03199	-0.03468	-0.03585	-0.04333

гибаться назад, а концевые тела выходят вперед. При достижении высоты 100 км форма тросовой системы похожа на положенную набок букву *U*, у которой нижний конец в 3-4 раза короче верхнего. В последние 60 секунд нижний конец выгибается в противоположную сторону, а трос оказывается впереди капсулы.

Было также исследовано влияние верхнего концевой тела с большой характерной площадью (аэродинамического стабилизатора) на траекторию движения системы до момента входа в атмосферу. При моделировании была выбрана площадь верхнего концевой тела 5 м^2 , что более чем в 5 раз превышает характерную площадь капсулы.

Конфигурация системы меняется при этом совсем не так как в предыдущих случаях. Совпадают только первые 500 секунд, после чего середина тросовой системы выгибается вперед, оставляя концевые тела сзади. На высоте 157 км. (после 1000 с. спуска) капсула начинает выдвигаться вперед. Через 250 секунд трос окончательно вытягивается позади капсулы и

стабилизация системы относительно вектора скорости наступает на 47 секунд раньше, чем при отсутствии аэродинамического стабилизатора. Концевое тело оказывает тормозящее действие, подобно парашюту. Это и приводит к более быстрому снижению скорости и большему углу входа в атмосферу. Время спуска уменьшается на 13 секунд, скорость также становится меньше, а угол входа наоборот увеличивается по абсолютной величине и становится равным -2 град., что больше чем во всех остальных случаях (табл. 2).

Выводы

На основании проведенного численного моделирования движения рассматриваемой тросовой системы можно сделать следующие выводы.

1. Движение механической системы (капсулы и троса) на внеатмосферном участке после обрезания троса вблизи КА является очень сложным и зависящим от многих факторов:

масс троса и капсулы, начальной конфигурации системы, упругих свойств троса и др.

2. При относительно малой массе троса (отношение массы троса к массе капсулы менее 0,25) трос может играть роль аэродинамического стабилизатора, ориентирующего капсулу по набегающему потоку при входе в атмосферу, что будет являться положительным фактором для обеспечения устойчивого движения капсулы в плотных слоях атмосферы.

3. Совместное движение капсулы и троса на внеатмосферном участке полета приводит к более крутому входу капсулы в атмосферу (угол входа увеличивается по абсолютной величине на 0,57 град). При использовании дополнительного концевоего тела с большой характерной площадью можно этот угол увеличить еще больше, а также заметно уменьшить скорость входа в атмосферу.

4. Окончательное решение о схеме спуска капсулы после обрезания троса вблизи КА зависит от конкретных параметров механической системы и должно приниматься с учетом двух последних выводов о движениях системы. Так, например, если угол входа при движении капсулы с тросом должен быть не меньше по абсолютной величине чем 1,5 град, то более предпочтительной схемой спуска является совместное движение капсулы с тросом.

5. Применение верхнего концевоего тела (гравитационная или аэродинамическая стабилизация движения системы) может быть также использовано для изменения параметров входа в атмосфе-

ру рассматриваемой механической системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сайт проекта YES2 <http://www.yes2.info/>
2. *Аржанников Н.С., Садекова Г.С.* Аэродинамика летательных аппаратов. М.: Высшая школа, 1983.
3. Модели атмосферы http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/atmos_index.html
4. *Белецкий В.В., Левин Е.М.* Динамика космических тросовых систем. М.: Наука, 1990.
5. *Хайпер Э., Нёрсет С., Ваннер Г.* Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи: М.:Мир, 1990.
6. *Peter Young.* Leapfrog method and other symplectic algorithms for integrating Newton's laws of motion <http://bartok.ucsc.edu/peter/115/leapfrog.pdf>
7. *Omelyan I.P., Mryglod I.M., Folk R.* Optimized Forest-Ruth- and Suzuki-like algorithms for integration of motion in many-body systems. // *Computer Phys. Comm.* 2002. V.146, No 2.
8. *Butcher J.C.* Numerical Methods for Ordinary Differential Equations, 2nd ed., Wiley, 2003.
9. *Verner J. H.* Explicit Runge-Kutta methods with estimates of the local truncation error // *SIAM Journal of Numerical Analysis*, 1978, Vol. 15, No. 4/
10. *Дигнат Ф., Шилем В.* Управление колебаниями орбитальной тросовой системы // *Прикладная математика и механика*, 2000, Том 64. Вып. 5/

MOTION OF LIGHT CAPSULE WITH THE TETHER IN THE EXTRA-ATMOSPHERIC SECTION OF DEORBIT

© 2006 U.M. Zabolotnov, D.I. Fefelov,

Samara State Aerospace University

In the article authors offer the approach of light capsule descent simulation from low orbit with use tethered systems. The system is modeled by the equations of dynamics of system of many bodies which are joined to each other with elastic connections. Dynamics of motion of such system and parameters of entrance to the atmosphere for various models of interaction between particles of incident flow and cable surface are derived. Influence of aerodynamic and gravitational stabilization on tethered system descent is investigated. Results were compared with descent of a capsule without tether .