

УДК 531.37

Динамика захвата космического мусора гарпуном

Асланов В.С.^{*}, Сизов Д.А.^{**}

Самарский национальный исследовательский университет

имени академика С.П. Королева

Московское шоссе, 34, Самара, 443086, Россия

**e-mail: aslanov_vs@mail.ru*

***e-mail: sizov.syzran@gmail.com*

Аннотация

В работе рассматривается процесс захвата космического мусора гарпуном. Механическая система состоит из захватываемого объекта, вращающегося в плоскости орбиты, и гарпуна. Построена математическая модель системы, в которой сила воздействия гарпуна на объект изменяется во времени, что позволяет учесть как особенности конструкции гарпуна, так и особенности процесса его проникания в оболочку объекта и в конечном итоге выбрать параметры гарпуна. Разработана упрощенная модель захвата в случае абсолютно неупругого удара и определены пределы ее применимости. Найдены условия перевода вращающегося объекта в колебательное движение под действием гравитационного момента после удара гарпуна. Результаты исследования могут быть использованы при разработке систем увода космического мусора с околоземных орбит.

Ключевые слова: космический мусор, гарпун, захват, пробивание.

1. Введение

В настоящее время космический мусор представляет серьезную угрозу для искусственных спутников Земли, а в будущем, по оценкам специалистов, риски столкновения активных спутников с нефункционирующими объектами будут только расти [1]. Поэтому разрабатываются различные способы [2] как уничтожения космического мусора, например, при помощи лазера [3, 4], так и его захвата с целью увода с рабочих орбит, в частности, с использованием сетей [5], манипуляторов [6], гарпунов [7–9]. В 2018 г. планируется запуск к МКС миссии RemoveDebris [10], целью которой является отработка различных методов захвата и увода космического мусора; в частности, будет проведено тестирование гарпуна, поэтому задача математического моделирования и исследования явлений, сопровождающих захват гарпуном, является актуальной.

Схема уборки при помощи гарпуна предполагает наличие космического мусора (объекта) и активного космического аппарата (охотника), оснащенного гарпуном на тросе (рисунок 1).

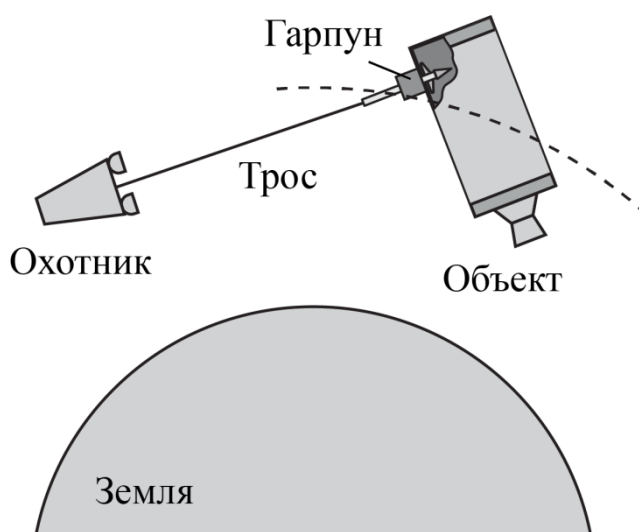


Рисунок 1 – Схема уборки космического мусора при помощи гарпуна

Если объект вращается, то с целью облегчения последующей буксировки его угловую скорость необходимо снижать, что представляет собой отдельную задачу [11–14]. В этой связи использование гарпунов представляет интерес, поскольку может привести к уменьшению угловой скорости объекта непосредственно в ходе его захвата. Известные работы [7, 8] посвящены оптимизации конструкции гарпуна, а также натурному и численному моделированию пробивания, однако отсутствуют работы, позволяющие прогнозировать движение космического мусора в ходе захвата и после него.

Целью предлагаемой работы является исследование динамики системы объект–гарпун на орбите. Для достижения этой цели будут рассмотрены этапы захвата объекта гарпуном, имеющим демпфер, и построена математическая модель соударения, принимающая во внимание зависимость силы взаимодействия объекта и гарпуна от времени и позволяющая таким образом учесть особенности конструкции последнего. Представлена также упрощенная модель, основанная на предположении, что взаимодействие гарпуна и объекта представляет собой абсолютно неупругий удар. При помощи обоих подходов произведено численное моделирование захвата спутника типа CubeSat, масса которого сопоставима с массой гарпуна, и выполнено сравнение результатов. Показано, что при захвате объекта, масса которого значительно превышает массу гарпуна, возможны колебания объекта относительно местной вертикали, и найдены условия получения такого движения, а также определены размеры зоны приемлемых попаданий гарпуна. В завершение проведен анализ возможности получения колебаний объекта, сходного по характеристикам со второй ступенью ракеты «Космос-3М».

2. Основные этапы захвата

2.1. Предварительные замечания

На процесс взаимодействия захватываемого объекта и гарпуна в значительной степени влияет устройство последнего. Будем рассматривать гарпун с коническим наконечником, оснащенный демпфером [7], позволяющим контролировать глубину проникновения и поглощать оставшуюся после пробивания стенки объекта кинетическую энергию гарпуна. Предполагаем, что в качестве наполнителя демпфера используются алюминиевые соты.

В процессе захвата можно выделить три этапа (рисунок 2):

- 1) этап пробивания, в ходе которого гарпун проникает в оболочку объекта;
- 2) этап демпфирования, на котором происходит торможение гарпуна;
- 3) этап совместного движения, когда гарпун неподвижен относительно объекта.

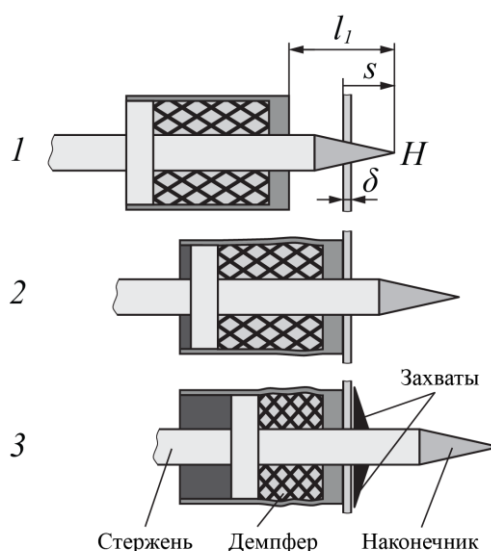


Рисунок 2 – Этапы захвата объекта гарпуном

2.2. Этап пробивания

Равнодействующую сил пробивания, лежащую на продольной оси гарпуна, которую в дальнейшем будем называть силой пробивания, как правило, определяют методом конечных элементов [15–17], требующим значительных затрат машинного времени. В данной работе для силы пробивания будет использоваться приближенная аналитическая зависимость, предложенная в [18, 19] и полученная на основе многократных измерений силы в натуральных экспериментах:

$$F_p(t) = \alpha t^2 e^{-\beta t}, \quad (1)$$

где α и β – параметры, зависящие от материалов пробиваемой пластины и наконечника, а также других факторов. Максимум силы (1) равен

$$F_p^{max} = \frac{4\alpha}{e^2 \beta^2}. \quad (2)$$

Зависимость глубины проникания от времени, которая находится путем интегрирования уравнения движения гарпуна, имеет вид

$$s(t) = V_0 t - \frac{\alpha e^{-\beta t} (6 + 4\beta t + \beta^2 t^2 + 2e^{\beta t} (\beta t - 3))}{m_2 \beta^4}, \quad (3)$$

где $s(0) = 0$, $\dot{s}(0) = V_0$ – начальные условия, m_2 – масса гарпуна.

По завершении пробивания при $t = t_1$ и $s = \delta + l_1$ сила весьма незначительна [20]:

$$F_p(t_1) = \varepsilon F_p^{max}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = 10^{-4} \dots 10^{-3}$. Максимальная сила F_p^{max} определяется из наземного эксперимента, затем из системы (2)–(4) находятся коэффициенты α и β , которые далее используются в формуле (1) для определения силы удара на этапе пробивания.

2.3. Этап демпфирования

Сразу по окончании пробивания происходит касание оболочки объекта и корпуса демпфера, и начинается деформация заполняющих его сот под действием сил демпфирования, имеющих равнодействующую, лежащую на оси гарпуна, которую будем называть силой демпфирования. Эксперименты [21–23] показывают, что модуль этой силы в процессе деформации колеблется относительно среднего значения F_d^m , которое зависит от механических свойств материала и размеров сот. В целях упрощения модели предположим, что в продолжение всего процесса демпфирования сила будет равна среднему значению: $F_d(t) = F_d^m$.

2.4. Этап совместного движения гарпуна и объекта

По завершении деформации демпфера происходит автоматическая фиксация гарпуна, после чего захваченный объект и гарпун начинают двигаться как единое целое. Фиксация обеспечивается, с одной стороны, выпущенными лепестками-захватами (рисунок 2), с другой стороны, торцевой поверхностью демпфера. При этом вдоль оси гарпуна будет действовать реакция, которую будем называть силой фиксации F_f . Величина этой силы заранее не известна, но может быть определена из уравнений движения (п. 3.2).

3. Математическая модель захвата

3.1. Основные допущения

При выводе уравнений были сделаны следующие допущения:

1. Захватываемый объект как твердое тело совершает плоское движение

в плоскости орбиты как до удара, так и после него.

2. На всех этапах захвата гарпун как материальная точка движется в плоскости орбиты.

3. Трос, связывающий охотника с гарпуном, не натянут и не оказывает влияния на движение последнего.

4. Скорость гарпуна в момент соударения достаточна для пробивания оболочки объекта и направлена по нормали к поверхности.

5. Соприкасающиеся элементы объекта и гарпуна обладают прочностью, достаточной для фиксации гарпуна после пробивания.

6. Система находится в центральном ньютоновском гравитационном поле.

3.2. Уравнения движения

Для описания движения системы на всех этапах (см. п. 2) будем использовать уравнения Лагранжа второго рода с голономными связями

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \mathbf{q}} = \mathbf{Q}_i + \lambda_i \frac{\partial \mathbf{f}_i^T}{\partial \mathbf{q}}, \quad (5)$$

где $L = T - \Pi$ – функция Лагранжа, равная разности кинетической и потенциальной энергии системы, $i = 1 \dots 3$ – номер этапа, \mathbf{Q}_i – вектор обобщенных сил, соответствующих непотенциальным силам, \mathbf{q} – вектор обобщенных координат, λ_i – вектор множителей Лагранжа, \mathbf{f}_i – вектор уравнений связей.

Будем использовать несколько систем координат (рисунок 3). Инерциальная система координат имеет начало в центре O планеты и задается единичными векторами $\hat{\mathbf{n}}_1, \hat{\mathbf{n}}_2, \hat{\mathbf{n}}_3$, первые два из которых лежат в плоскости орбиты, а третий

направлен по нормали к ней. Положение центра масс объекта C и гарпуна H задается соответственно радиус-векторами \mathbf{r}_C и \mathbf{r}_H . Подвижная система координат имеет начало в точке O и задается единичными векторами $\hat{\mathbf{o}}_r, \hat{\mathbf{o}}_\nu, \hat{\mathbf{n}}_3$, причем $\hat{\mathbf{o}}_r = \frac{\mathbf{r}_C}{r}$, $\hat{\mathbf{o}}_\nu = \hat{\mathbf{n}}_3 \times \hat{\mathbf{o}}_r$. Угол ν между векторами $\hat{\mathbf{n}}_1$ и $\hat{\mathbf{o}}_r$ определяет положение подвижной системы относительно инерциальной. Связанная с объектом система координат имеет начало в его центре масс задается единичными векторами $\hat{\mathbf{b}}_1, \hat{\mathbf{b}}_2, \hat{\mathbf{n}}_3$. Угол φ между векторами $\hat{\mathbf{b}}_2$ и $\hat{\mathbf{o}}_r$ определяет ориентацию тела относительно подвижной системы координат. Положение гарпуна относительно объекта характеризуется координатой s (см. рисунок 2), отмеряемой от точки входа гарпуна, положение которой относительно центра масс объекта определяется расстояниями $\frac{d}{2}$ и h . Таким образом, механическая система описывается четырьмя обобщенными координатами, образующими вектор $\mathbf{q} = (r \ \nu \ \varphi \ s)^T$.

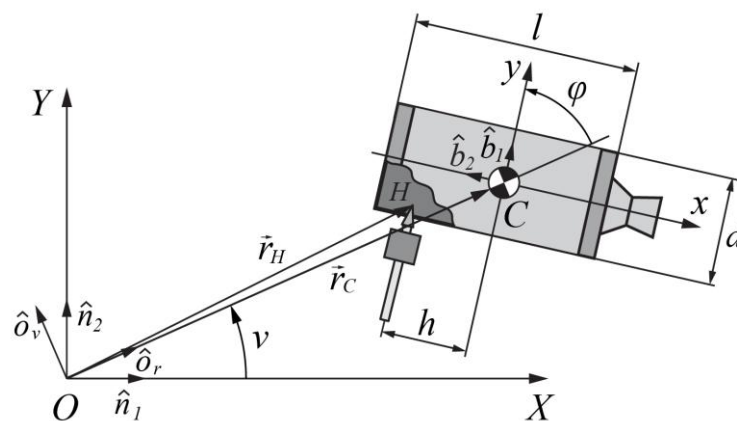


Рисунок 3 – Используемые системы координат

Радиус-вектор точки C представим в подвижной системе координат:

$$\mathbf{r}_C = r \hat{\mathbf{o}}_r. \quad (6)$$

Пусть в процессе соударения гарпун движется вдоль вектора $\hat{\mathbf{b}}_1$. Тогда радиус-вектор гарпуна \mathbf{r}_H можно представить следующим образом:

$$\mathbf{r}_H = r\hat{\mathbf{o}}_r + \left(s - \frac{d}{2}\right)\hat{\mathbf{b}}_1 + h\hat{\mathbf{b}}_2. \quad (7)$$

Выполнив дифференцирование выражений (6) и (7) в инерциальной системе отсчета, найдем скорости центра масс объекта и гарпуна:

$$\dot{\mathbf{r}}_C = \dot{r}\hat{\mathbf{o}}_r + \dot{\nu}r\hat{\mathbf{o}}_\nu, \quad (8)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_H = \dot{\mathbf{r}}_C + \left(\dot{s} - (\dot{\varphi} + \dot{\nu})h\right)\hat{\mathbf{b}}_1 + \left((\dot{\varphi} + \dot{\nu})\left(s - \frac{d}{2}\right)\right)\hat{\mathbf{b}}_2. \quad (9)$$

Кинетическая энергия системы определяется выражением

$$T = \frac{1}{2}m_1\dot{\mathbf{r}}_C^2 + \frac{1}{2}m_2\dot{\mathbf{r}}_H^2 + \frac{1}{2}J_z(\dot{\varphi} + \dot{\nu})^2, \quad (10)$$

где m_1 – масса захватываемого объекта, J_z – момент инерции объекта относительно главной оси инерции, перпендикулярной плоскости орбиты. С учетом (8) и (9) и после преобразования вектора $\dot{\mathbf{r}}_C$ в связанную систему координат выражение для кинетической энергии системы принимает вид

$$T = \frac{1}{2}J_z(\dot{\varphi} + \dot{\nu})^2 + \frac{1}{2}m_1(\dot{r}^2 + r^2\dot{\nu}^2) + \frac{1}{2}m_2\left(\left(\left(s - \frac{d}{2}\right)(\dot{\varphi} + \dot{\nu}) + r\dot{\nu}\cos\varphi - \dot{r}\sin\varphi\right)^2 + \left(\dot{s} - h(\dot{\varphi} + \dot{\nu}) + \dot{r}\cos\varphi + r\dot{\nu}\sin\varphi\right)^2\right) \quad (11)$$

Потенциальная энергия системы в соответствии с [24] определяется выражением

$$\Pi = -\frac{\mu m_1}{r} - \frac{\mu m_2}{r_H} + \frac{3\mu(J_y \cos^2\varphi + J_x \sin^2\varphi)}{2r^3} - \frac{\mu(J_x + J_y + J_z)}{2r^3}, \quad (12)$$

где J_x и J_y – моменты инерции объекта относительно главных осей, лежащих

в плоскости орбиты, $r_H = \sqrt{\left(r + \left(s - \frac{d}{2}\right) \cos \varphi - h \sin \varphi\right)^2 + \left(h \cos \varphi + \left(s - \frac{d}{2}\right) \sin \varphi\right)^2}$,

$\mu = \gamma M$. Здесь γ – универсальная гравитационная постоянная, M – масса планеты.

Непотенциальными силами в системе будут приложенные в точке H силы пробивания и демпфирования $F_{p_1} = F_p \hat{b}_1$ и $F_{d_1} = F_d \hat{b}_1$, действующие на объект, а также $F_{p_2} = -F_p \hat{b}_1$ и $F_{d_2} = -F_d \hat{b}_1$, действующие на гарпун. Элементарная работа рассмотренной системы сил отлична от нуля только в случае сообщения виртуального перемещения, соответствующего обобщенной координате s , поэтому

$$\begin{aligned} Q_1 &= (0 \ 0 \ 0 \ -F_p)^T, \\ Q_2 &= (0 \ 0 \ 0 \ -F_d)^T. \end{aligned}$$

На этапах пробивания и демпфирования связей на систему не наложено, следовательно

$$\begin{aligned} f_2 &= f_1 = \vec{0}, \\ \lambda_2 &= \lambda_1 = \vec{0}. \end{aligned}$$

На этапе совместного движения обобщенная скорость \dot{s} равна нулю, а обобщенная координата s принимает максимальное значение: $s = s_{max} = const$.

Математически фиксация гарпуна может быть представлена как наложенная на систему связь, уравнение которой имеет вид $s - s_{max} = 0$, поэтому на последнем этапе

$$\begin{aligned} Q_3 &= \vec{0}, \\ f_3 &= (s - s_{max}), \\ \lambda_3 &= (0 \ 0 \ 0 \ \lambda_s)^T. \end{aligned}$$

Соответствующий обобщенной координате s множитель Лагранжа λ_s равен силе

F_f , обеспечивающей фиксацию гарпуна на поверхности объекта.

4. Определение обобщенных скоростей после захвата при абсолютно неупругом ударе

В качестве альтернативного способа определения обобщенных скоростей после захвата рассмотрим элементарную теорию удара. Поскольку по завершении демпфирования обобщенная скорость \dot{s} обращается в нуль, взаимодействие захватываемого объекта и гарпуна можно представить как абсолютно неупругий удар. Сила удара для рассматриваемой системы является внутренней и не изменяет количество движения и кинетический момент системы, поэтому можно найти обобщенные скорости после удара, используя законы сохранения:

$$\begin{cases} \mathbf{P}^{(+)} = \mathbf{P}^{(-)}, \\ \mathbf{K}^{(+)} = \mathbf{K}^{(-)}, \end{cases} \quad (13)$$

где \mathbf{P} – количество движения, \mathbf{K} – кинетический момент системы. Знаки « $-$ » и « $+$ » здесь и далее соответствуют значениям величин до и после удара. Для рассматриваемой механической системы

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= m_1 \dot{\mathbf{r}}_C + m_2 \dot{\mathbf{r}}_H, \\ \mathbf{K} &= m_1 (\mathbf{r}_C \times \dot{\mathbf{r}}_C) + m_2 (\mathbf{r}_H \times \dot{\mathbf{r}}_H) + J_z (\dot{\varphi} + \dot{\nu}). \end{aligned} \quad (14)$$

Выразив радиус-векторы и скорости через обобщенные координаты согласно равенствам (6)–(9), преобразовав их в инерциальную систему отсчета, подставив в систему (13) выражения (14), известные значения r , φ , s , $\dot{r}^{(-)}$, $\dot{\nu}^{(-)}$, $\dot{\varphi}^{(-)}$, $\dot{s}^{(-)}$, $\dot{s}^{(+)}$ и неизвестные $\dot{r}^{(+)}$, $\dot{\nu}^{(+)}$, $\dot{\varphi}^{(+)}$ и решив полученную систему уравнений, получим

$$\begin{pmatrix} \dot{r}^{(+)} \\ \dot{v}^{(+)} \\ \dot{\varphi}^{(+)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{r}^{(-)} \\ \dot{v}^{(-)} \\ \dot{\varphi}^{(-)} \end{pmatrix} + \frac{m_2 \dot{s}^{(-)}}{D} \begin{pmatrix} r \cos \varphi & r \sin \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ C_3 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где $D = (m_1 + m_2) \left((d^2 + 4h^2) m_1 m_2 + 4J_z (m_1 + m_2) \right) r$, $C_1 = m_1 m_2 d^2 + 4J_z (m_1 + m_2)$,

$C_2 = 2m_1 m_2 h d$, $C_3 = 4m_1 (m_1 + m_2) h r$. Выражение для угловой скорости объекта

после удара, которое в соответствии с (15) имеет вид

$$\dot{\varphi}^{(+)} = \dot{\varphi}^{(-)} + \frac{m_2 \dot{s}^{(-)} (-C_1 \sin \varphi + C_2 \cos \varphi - C_3)}{D}, \quad (16)$$

можно упростить, поскольку не содержащие множителя r константы C_1 и C_2 на несколько порядков меньше, чем C_3 и D :

$$\dot{\varphi}^{(+)} = \dot{\varphi}^{(-)} - \frac{m_2 \dot{s}^{(-)} C_3}{D}. \quad (17)$$

После подстановки констант и преобразований получим

$$\dot{\varphi}^{(+)} = \dot{\varphi}^{(-)} - \frac{m_2 \dot{s}^{(-)} h}{J_z \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right) + m_2 \left(\left(\frac{d}{2} \right)^2 + h^2 \right)}. \quad (18)$$

В случае, если $m_1 \gg m_2$, можно положить

$$\dot{\varphi}^{(+)} \approx \dot{\varphi}^{(-)} - \frac{m_2 \dot{s}^{(-)} h}{J_z}. \quad (19)$$

Таким образом, в случае абсолютно неупругого удара угловая скорость объекта сразу после захвата достаточно просто выражается через инерционные характеристики системы, начальную скорость гарпуна и плечо ударного импульса относительно центра масс объекта.

5. Анализ перехода вращательного движения космического мусора в колебательное при захвате

В задаче увода космического мусора с орбиты наиболее благоприятным исходом захвата гарпуном вращающегося объекта является получение его малых колебаний под действием гравитационного момента в окрестности точки $\varphi = \frac{\pi}{2}$, поскольку в этом случае исключается наматывание троса на объект. Найдем условия, при которых возможно получение указанного движения объекта, находящегося на круговой орбите, если $m_1 \gg m_2$. В этом случае главные моменты инерции тела, образующегося после фиксации гарпуна, можно считать равными главным моментам инерции объекта, а его орбита останется круговой. Кроме того, для вычисления угловой скорости после захвата можно использовать элементарную теорию удара, как было показано в п. 4.

Колебательное движение объекта удобно рассматривать относительно подвижной системы отсчета (см. п. 3.2). В этом случае кинетическая энергия колебаний будет иметь вид

$$T_{osc} = \frac{1}{2} J_z \dot{\varphi}^2. \quad (20)$$

Потенциальная энергия колебаний определяется третьим слагаемым в формуле (12):

$$\Pi_{osc} = \frac{3\mu(J_y \cos^2 \varphi + J_x \sin^2 \varphi)}{2r^3}. \quad (21)$$

Колебательное движение объекта сразу после захвата возможно, если его угловая скорость в момент удара $\dot{\varphi}^{(-)}$ меньше некоторого критического значения $\dot{\varphi}_{crit}$. Таким

образом, условие колебаний имеет вид

$$\dot{\varphi}^{(-)} < \dot{\varphi}_{crit}. \quad (22)$$

Критическая угловая скорость объекта может быть определена как разность максимальной угловой скорости, при которой возможны колебания, $\dot{\varphi}_{osc}^{max}$ и максимального по модулю возможного приращения угловой скорости $\Delta\dot{\varphi}_{max}$:

$$\dot{\varphi}_{crit} = \dot{\varphi}_{osc}^{max} - \Delta\dot{\varphi}_{max}. \quad (23)$$

Величина $\Delta\dot{\varphi}_{max}$ определяется по формуле (19) при $h = \frac{l}{2}$:

$$\Delta\dot{\varphi}_{max} = \left(\dot{\varphi}^{(+)} - \dot{\varphi}^{(-)} \right)_{max} = -\frac{m_2 \dot{s}^{(-)} l}{2J_z}, \quad (24)$$

где l – длина объекта (см. рисунок 3). С учетом (20) получим

$$\dot{\varphi}_{osc}^{max} = \sqrt{\frac{2T_{osc}^{max}}{J_z}}, \quad (25)$$

где T_{osc}^{max} – максимальная кинетическая энергия объекта после соударения, при которой возможны колебания. Для произвольного значения угловой координаты объекта в момент удара φ_c она определяется следующим образом:

$$T_{osc}^{max} = E - \Pi_{osc}(\varphi_c), \quad (26)$$

где E – максимальная полная энергия колебаний,

$$E = \Pi_{osc}(0) = \frac{3J_y \mu}{2r^3}. \quad (27)$$

В итоге с учетом (21), (25), (26) и (27) получаем

$$\dot{\varphi}_{osc}^{max} = \sqrt{\frac{3(J_y - J_x)\mu}{J_z r^3} |\sin \varphi_c|}. \quad (28)$$

Теперь с учетом (24) и (28) критическая угловая скорость объекта может быть определена по формуле (23). Кроме того, можно найти минимальное и максимальное значения плеча h , обеспечивающие колебательное движение:

$$h_{\max,\min} = \frac{J_z}{m_2 \dot{s}^{(-)}} (\dot{\varphi}_0 \pm \dot{\varphi}_{osc}^{\max}). \quad (29)$$

На значения $h_{\max,\min}$ накладываются очевидные ограничения: $0 \leq h_{\max,\min} \leq \frac{l}{2}$.

С учетом (28) ширина зоны приемлемых попаданий будет равна

$$\Delta h = h_{\max} - h_{\min} = \frac{2J_z \dot{\varphi}_{osc}^{\max}}{m_2 \dot{s}^{(-)}} = \sqrt{\frac{12(J_y - J_x)J_z \mu}{r^3 (m_2 \dot{s}^{(-)})^2}} |\sin \varphi_c|. \quad (30)$$

Из выражений (23), (28) и (30) следует, что следует стремиться к захвату в момент, когда $|\sin \varphi_c| = 1$. В этом случае возможная угловая скорость объекта и ширина зоны приемлемых попаданий гарпуна будут максимальны.

6. Численное моделирование

6.1. Предварительные замечания

Будет рассмотрено воздействие гарпуна на легкий и тяжелый объект, движущиеся по одной и той же круговой орбите вокруг Земли. Легким будем называть объект, масса которой сопоставима с массой гарпуна. Объект считается тяжелым, если его масса значительно превышает массу гарпуна. В качестве легкого объекта был выбран двойной CubeSat стандарта 2U с равномерным распределением масс. Тяжелый объект схож по размерам и инерционным характеристикам со второй ступенью ракеты «Космос-3М». Параметры объектов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры захватываемых объектов

Параметр	Легкий объект	Тяжелый объект
Масса m_1 , кг	2,6	1500
Моменты инерции, $кг \cdot м^2$:		
- продольный J_x	0,0043	1300
- поперечные $J_y = J_z$	0,011	7000
Длина l , м	0,2	6,5
Ширина d , м	0,1	2,4

6.2. Захват легкого объекта

При численном моделировании использовались следующие параметры процессов пробивания и демпфирования (таблица 2), выбранные с учетом экспериментальных данных, приведенных в [20] и [23].

Таблица 2

Параметры процессов пробивания и демпфирования

Параметр	Значение
Масса гарпуна m_2	1 кг
Длина наконечника гарпуна l_1	0,038 м
Толщина оболочки δ	$1,27 \cdot 10^{-3}$ м
Параметры силы пробивания	
α	$2,24 \cdot 10^{13}$ Н/с ²
β	15000 1/с
Средняя сила демпфирования F_d^m	20000 Н

Дифференциальные уравнения движения (5) были решены при $h = 0,025$ м и начальных условиях $r_0 = 7,37 \cdot 10^6$ м, $\dot{r}_0 = 0$, $\nu_0 = 0$, $\dot{\nu}_0 = 0,00099$ рад/с,

$\varphi_0 = \frac{\pi}{6}$ рад, $\dot{\varphi}_0 = 70$ рад/с, $s_0 = 0$, $\dot{s}_0 = 50$ м/с. На рисунке 4 показаны полученные

зависимости силы удара и обобщенных скоростей от времени.

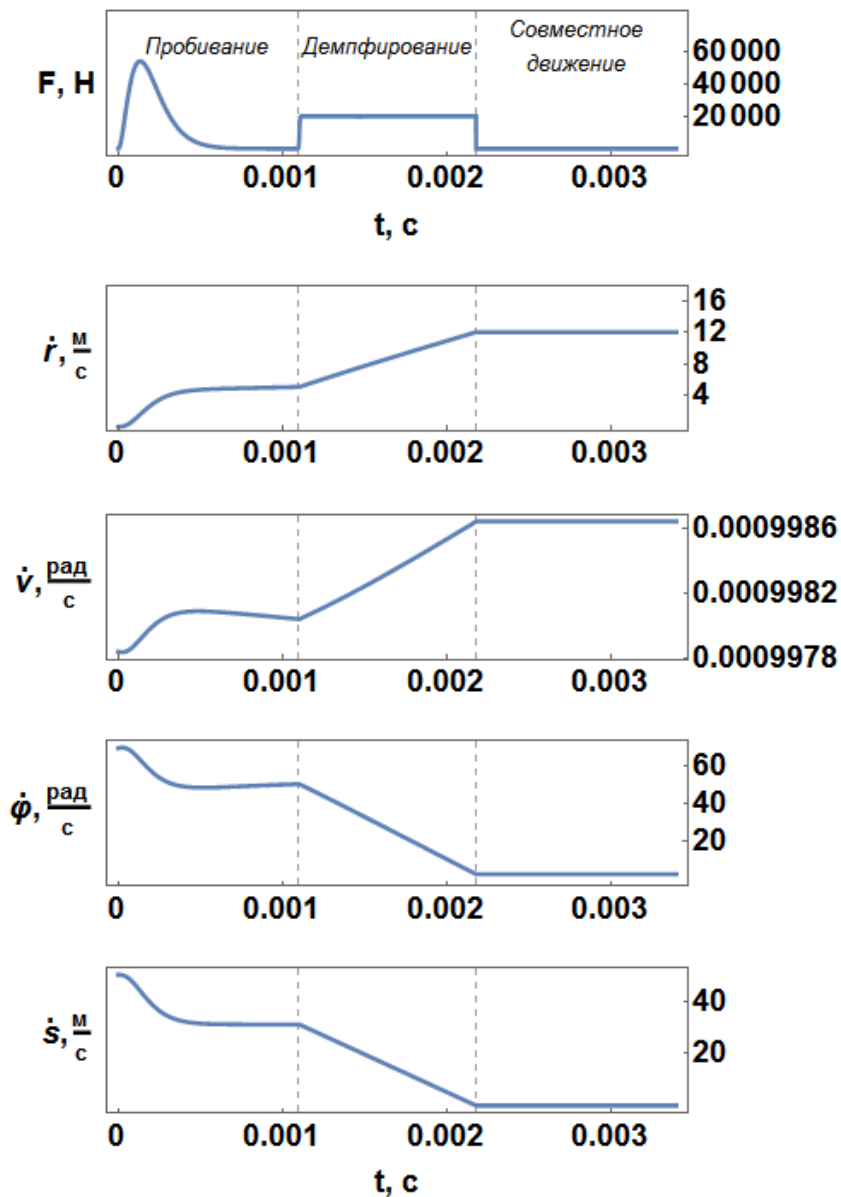


Рисунок 4 – Сила взаимодействия и обобщенные скорости

Наблюдается уменьшение относительной скорости гарпуна до полной остановки, происходящее сначала под действием силы пробивания, а затем силы демпфирования. Сила фиксации F_f в данном численном эксперименте близка к нулю.

Также для данного случая был проведен расчет по элементарной теории удара. По формуле (15) были найдены величины обобщенных скоростей после удара и проведено сравнение со значениями обобщенных скоростей по окончании демпфирования, полученными в ходе решения уравнений (5).

Таблица 4

Сравнение обобщенных скоростей по завершении ударного взаимодействия, полученных с помощью различных подходов

Обобщенная скорость после захвата	Из решения уравнений движения	По элементарной теории удара
\dot{r} , м/с	12,066	12,092
$\dot{\nu}$, рад/с	0,000998643	0,000998635
$\dot{\phi}$, рад/с	2,198	1,902
\dot{s} , м/с	0	0

Сравнение показывает, что элементарная теория удара вполне применима для расчета обобщенных скоростей, описывающих движение центра масс легкого объекта. Однако при определении угловой скорости такого объекта этот подход дает заметную погрешность, которая в рассмотренном случае достигает 13,5%. Численные эксперименты с более тяжелыми объектами при неизменной массе гарпуна показали, что с увеличением массы объекта погрешность определения угловой скорости по формуле (18) заметно снижается, и элементарную теорию удара вполне можно применять, если масса объекта превышает массу гарпуна на порядок и более.

6.3. Захват тяжелого объекта

Прежде чем моделировать конкретный случай захвата, определим по формуле (23) с учетом (24) и (28) критическую угловую скорость объекта до удара, если

$m_2 = 1 \text{ кг}$ и $\dot{s}^{(-)} = 50 \text{ м/с}$. Ее значение будет максимальным при $\varphi_c = \frac{\pi}{2}$:

$$\dot{\varphi}_{crit} = \sqrt{\frac{3(J_y - J_x)\mu}{J_z r^3}} |\sin \varphi_c| + \frac{m_2 \dot{s}^{(-)} l}{2J_z} = 0,025 \text{ рад/с}.$$

Следовательно, рассматриваемый объект будет невозможно привести в колебательное движение при заданных массе и скорости гарпуна, если его угловая скорость в момент удара превышает 0,025 рад/с.

Используя зависимость (29), можно определить минимальное и максимальное значения h , обеспечивающие получение колебаний объекта для различных значений $\dot{\varphi}^{(-)}$ и φ_c (рисунок 5).

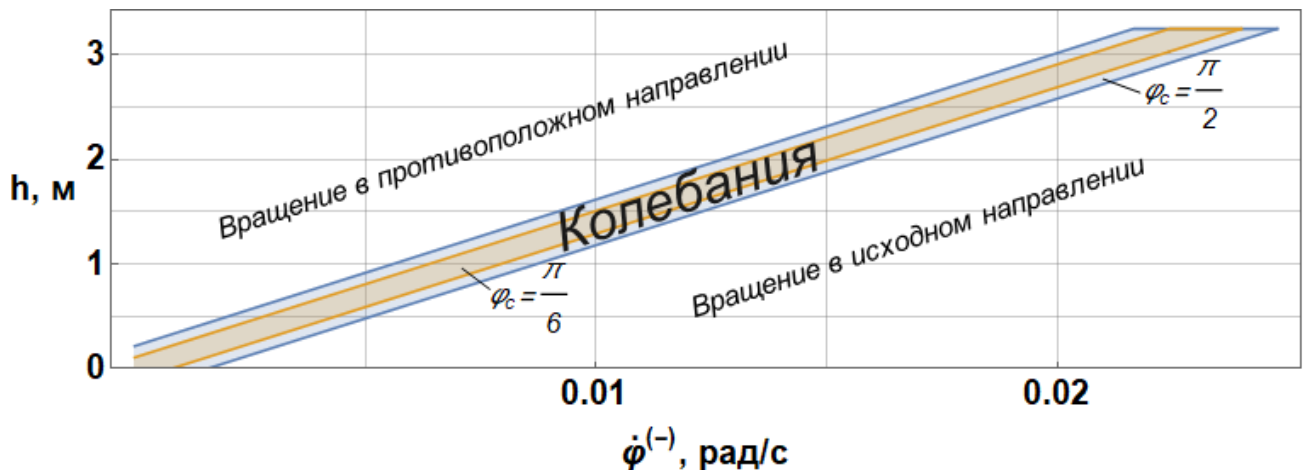


Рисунок 5 – Области колебательного и вращательного движений объекта после фиксации гарпуна

Рисунок 5 позволяет оценить, каким будет движение объекта в зависимости от его начальной угловой скорости и плеча ударного импульса. Закрашенные зоны соответствуют колебаниям, ширина их в соответствии с (30) пропорциональна синусу угловой координаты объекта в момент удара.

Далее исследуем захват объекта, имеющего начальную угловую скорость $\dot{\varphi}^{(-)} = 0,02$ рад/с при $\varphi_c = \frac{5\pi}{12}$ рад. В этом случае ширина зоны приемлемых попаданий составляет 0,42 м, а значения h_{\min} и h_{\max} равны соответственно 2,59 и 3,01 м. Угловая скорость объекта после удара находится по формуле (19), этап совместного движения моделируется уравнениями (5). Рассмотрим фазовые портреты движения объекта во время и после соударения с гарпуном при различных значениях плеча ударного импульса $h = 2,55; 2,75; 2,95; 3,05$ м (рисунок 6).

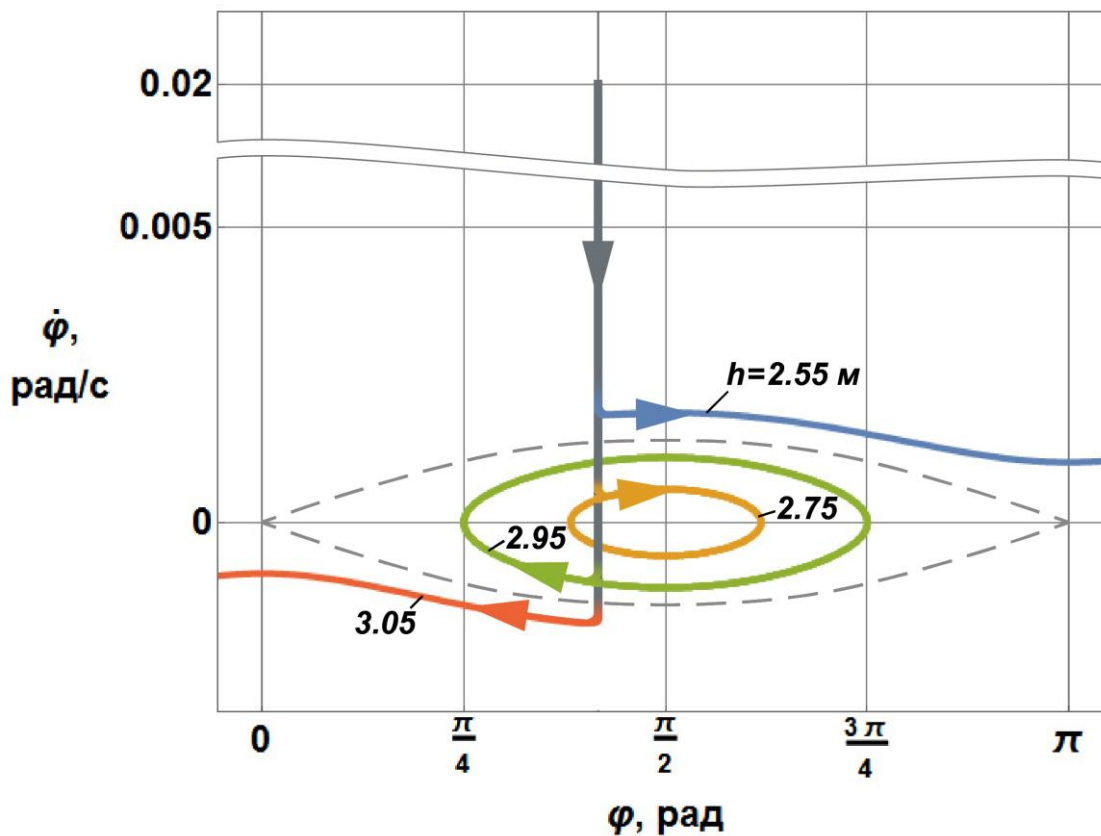


Рисунок 6 – Фазовые портреты движения объекта

Рисунок 6 подтверждает, что если $h < h_{\min}$, объект продолжает вращение в первоначальном направлении, а если $h > h_{\max}$, то направление вращения меняется на противоположное. В остальных случаях наблюдаются колебания объекта

в окрестности точки $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

7. Заключение

В работе рассмотрены этапы процесса уборки космического мусора при помощи гарпуна, предшествующие его буксировке: захват объекта и его движение сразу после захвата. Сформулированы условия, при которых вращение объекта может быть практически полностью остановлено непосредственно во время захвата, и он может быть переведен в колебательное движение. Анализ этих условий позволяет сделать вывод, что попытка остановки вращательного движения объекта в плоскости орбиты может быть успешной, если изначально объект обладает сравнительно небольшим запасом кинетической энергии. В противном случае необходима передача дополнительного управляющего момента от космического аппарата-охотника через натянутый трос и гарпун. При этом должны предъявляться строгие требования к прочности захватов. Эти требования могут быть существенно снижены, если гарпун пробивает объект насквозь, проходя через ее оболочку дважды. В этом случае основную нагрузку, связанную с передачей управляющего момента, будет нести стержень гарпуна. Предложенная подробная математическая модель захвата вполне применима и для этого случая. Кроме того, данная модель, в отличие от элементарной теории удара, позволяет выбирать параметры гарпуна. В то же время предложенный подход имеет недостатки, главным из которых является плоская постановка задачи, не позволяющая проанализировать всего многообразия возможных движений объекта, а также точек приложения и ориентаций ударного импульса относительно него. Поэтому дальнейшие

исследования могут быть направлены на решение задачи захвата объекта, обладающего значительным запасом кинетической энергии и совершающего пространственное движение.

*Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда
(Проект № 16-19-10158).*

Библиографический список

1. Schaub H., Jasper L.E., Anderson P.V., McKnight D S. Cost and risk assessment for spacecraft operation decisions caused by the space debris environment // Acta Astronautica, 2015, vol. 113, pp. 66 - 79.
2. Shan M., Guo J., Gill E. Review and comparison of active space debris capturing and removal methods // Progress in Aerospace Sciences, 2016, vol. 80, pp. 18 - 32.
3. Ашурбейли И.Р., Лаговьер А.И., Игнатъев А.Б., Назаренко А.В. Возможности использования авиационной лазерной системы для борьбы с космическим мусором и поддержания орбит космического аппарата // Труды МАИ. 2011. № 43. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=24856>
4. Авдеев А.В., Метельников А.А. Бортовая лазерная силовая установка для борьбы с космическим мусором // Труды МАИ. 2016. № 89. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=72840>
5. Botta E. M., Sharf I., Misra A.K., Teichmann M. On the simulation of tether-nets for space debris capture with Vortex Dynamics // Acta Astronautica, 2016, vol. 123, pp. 91 - 102.
6. Nishida S.I., Kawamoto S., Okawa Y., Terui F., Kitamura S. Space debris

removal system using a small satellite // Acta Astronautica, 2009, vol. 65, no. 1-2, pp. 95 - 102.

7. Reed J., Barraclough S. Development of harpoon system for capturing space debris // ESA Special Publication, 2013, vol. 723, pp. 8.

8. Dudziak R., Tuttle S., Barraclough S. Harpoon technology development for the active removal of space debris // Advances in Space Research, 2015, vol. 56, no. 3, pp. 509 - 527.

9. Асланов В.С., Алексеев А.В., Ледков А.С. Определение параметров оснащенной гарпуном тросовой системы для буксировки космического мусора // Труды МАИ. 2016. № 90. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=74644>

10. Forshaw J.L. et al. Final payload test results for the RemoveDebris active debris removal mission // Acta Astronautica, 2017, vol. 138, pp. 326 - 342.

11. Kawamoto S., Matsumoto K., Wakabayashi S. Ground experiment of mechanical impulse method for uncontrollable satellite capturing // Proceeding of the 6th International Symposium on Artificial Intelligence and Robotics & Automation in Space (i-SAIRAS), Montreal, Canada, 2001, pp. 8.

12. Bennett T., Schaub H. Touchless electrostatic three-dimensional detumbling of large axi-symmetric debris // The Journal of the Astronautical Sciences, 2015, vol. 62, no. 3, pp. 233 - 253.

13. Gómez N.O., Walker S. J.I. Guidance, navigation, and control for the eddy brake method // Journal of Guidance, Control, and Dynamics, 2017, vol. 40, no. 1, pp. 52 - 68.

14. Yudinsev V., Aslanov V. Detumbling space debris using modified yo-yo mechanism // Journal of Guidance, Control, and Dynamics, 2017, vol. 40, no. 3, pp. 714 -

721.

15. Børvik T., Langseth M., Hopperstad O.S., Malo K.A. Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses: part II: numerical simulations // *International Journal of Impact Engineering*, 2002, vol. 27, no. 1, pp. 37 - 64.
16. Rusinek A., Rodríguez-Martínez J.A., Zaera R., Klepaczko J.R., Arias A., Sauvelet C. Experimental and numerical study on the perforation process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles // *International Journal of Impact Engineering*, 2009, vol. 36, no. 4, pp. 565 - 587.
17. Antoinat L., Kubler R., Barou J.L., Viot P., Barrallier L. Perforation of aluminium alloy thin plates // *International Journal of Impact Engineering*, 2015, no. 75, pp. 255 - 267.
18. Goldsmith W., Finnegan S.A. Penetration and perforation processes in metal targets at and above ballistic velocities // *International Journal of Mechanical Sciences*, 1971, vol. 13, no. 10, pp. 843 - 866.
19. Goldsmith W. Non-ideal projectile impact on targets // *International Journal of Impact Engineering*, 1999, vol. 22, no. 2-3, pp. 95 - 395.
20. Virostek S.P., Dual J., Goldsmith W. Direct force measurement in normal and oblique impact of plates by projectiles // *International Journal of Impact Engineering*, 1987, vol. 6, no. 4, pp. 247 - 269.
21. Wierzbicki T., Abramowicz W. On the crushing mechanics of thin-walled structures // *Journal of Applied mechanics*, 1983, vol. 50, no. 4, pp. 727 - 734.
22. Zarei H., Kröger M. Optimum honeycomb filled crash absorber design //

Materials & Design, 2008, vol. 29, no. 1, pp. 193 - 204.

23. Santosa S., Wierzbicki T. Crash behavior of box columns filled with aluminum honeycomb or foam // Computers & Structures, 1998, vol. 68, no. 4, pp. 343 - 367.

24. Белецкий В.В. Движение спутника относительно центра масс в гравитационном поле. – М.: Изд-во МАИ, 1975. – 308 с.