

СУБЛИМАЦИОННЫЙ СПОСОБ УМЕНЬШЕНИЯ КОМЕТНОЙ ОПАСНОСТИ И СРАВНЕНИЕ ЕГО С НЕКОТОРЫМИ ДРУГИМИ СПОСОБАМИ

В.С. Сазонов

Центральный научно–исследовательский институт машиностроения, Калининград, Московская область, Россия

Е.В. Дмитриев

Государственный научно–производственный центр им. М.В. Хруничева, Москва, Россия

Для увода от Земли потенциально опасных комет весьма эффективным является использование негравитационных сил, вызванных сублимацией кометных льдов под действием солнечной радиации [1–3]. Инициирование сублимационного воздействия осуществляется искусственным сбросом тонкой пылевой оболочки ядра, что не требует больших энергетических затрат [2–4]. Оценки показывают, что применение данного способа для увода крупных ядер необходимо осуществлять на дальних подступах к Земле, т. е. при движении комет в поле тяготения только Солнца. Ниже рассмотрен именно такой случай. Кометное ядро предполагается сферическим, состоящим из льда H_2O — основной компоненты в модели Уипла; пористостью и теплопроводностью среды пренебрегается, т. е. считается, что сублимация происходит с поверхности. В случае симметричного характера воздействия солнечной радиации (относительно направления на Солнце) вектор суммарной реактивной тяги ориентирован в радиальном направлении. В действительности, из–за тепловой инерционности ядра, его собственного вращения и возможного наклона кометной экваториальной плоскости к плотности орбиты, наряду с основной (радиальной) составляющей появляются также примерно на порядок меньшие несимметричные составляющие — трансверсальная и нормальная [5]. В настоящей работе за основу принимается симметричная постановка (с единственной радиальной составляющей), а несимметричные факторы учитываются феноменологически — с помощью коэффициентов пропорциональности, величина которых выбирается из литературных данных, отражающих результаты наблюдений, например, [5].

1. Рассмотрим сегментную поверхность ядра радиуса R , ориентированную симметрично относительно направления на Солнце и имеющую угол полураствора θ_0 (отсчет θ ведется в кометоцентрической системе координат, связанной с центром ядра). Для представляющих интерес гелиоцентрических расстояний r (по крайней мере при $r \leq 3$ а. е.) переизлучением освещенной поверхности можно пренебречь, в результате чего в точке с углом θ для температуры T поверхности и давления P отдачи паров из уравнения баланса энергии получим

$$P(T) = 10^{A-B/T} = \frac{q(1-A_n)}{Lr^2} \sqrt{2\pi R_{\mu} T \xi}, \quad (1)$$

где для водного льда $A = 13,5$ и $B = 2658$, если P измеряется в $дн/см^2$ [6];

q — солнечная постоянная; A_n — альbedo ядра (в расчетах принималось $A_n = 0$); L — теплота сублимации чистого льда; $R_{\mu} = \frac{R_g}{\mu_i}$, где R_g — универсальная газовая постоянная; μ_i — молекулярная масса льда; $\xi = \cos \theta$. Из правого равенства (1) температуру в произвольной точке можно выразить через ее значение $T_0 = \frac{T(r, \theta)}{\theta} = 0$ в подсолнечной точке:

$$T \cong \frac{T_0}{1 - \frac{T_0 M_n}{B} \ln \xi}, \quad (2)$$

где $M_n = 0,43$ — модуль перехода натуральных логарифмов в десятичные. Величина T_0 , входящая в (2), определяется из правого равенства (1) при $\theta = 0$ (или $\xi = 1$). Подставляя (2) в левое равенство (1)

и интегрируя давление P по сегментной поверхности, найдем радиальную составляющую F_0 реактивной силы:

$$F_0 = 2\pi R^2 \int_{\xi_0}^1 P \xi d\xi = 2\pi R^2 b_1 \sqrt{\frac{\pi}{3}} l^3 b_2 \left[\phi \sqrt{3(b_2 - \ln \xi)} - \phi \sqrt{3b_2} \right], \quad (3)$$

где $\xi_0 = \cos \theta_0$, $b_1 = \frac{q(1 - A_n)}{Lr^2} \sqrt{\frac{2\pi R_{\mu} B}{M_n}}$,

$$b_2 = \frac{B}{T_0 M_n}, \quad \phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \text{ — интеграл вероятности.}$$

Предел изменения аргументов функции $\phi(x)$ в (3) для типичных кометных условий лежит в области достаточно больших величин, где $\phi(x)$ близки к единице, так что непосредственное вычисление F_0 затруднительно (в квадратных скобках имеем разность двух близких к единице величин). Чтобы обойти эти трудности, воспользуемся асимптотическим представлением $\phi(x)$ при больших x [7], после чего получим:

$$F_0 = \pi R^2 \frac{2b_1}{3\sqrt{b_2}} y_0, \text{ где}$$

$$y_0 = 1 - \xi_0^3 \left(1 - \frac{\ln \xi_0}{b_2} \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Большинство составляющих кометные ядра веществ обычно таковы, что $\frac{\ln \xi_0}{b_2} \ll 1$, поэтому (4) упрощается, поскольку $y_0 = 1 - \xi_0^3$. Расчеты возмущающего действия реактивной силы $F = F_0$ ниже приведены для полностью обнаженной поверхности, т.е. при $\theta_0 = \pi/2$, $\varepsilon = 0$, $y_0 = 1$. В этом случае, например, на расстоянии $r = 1$ а. е. сила F , приложенная к центру масс ядра радиуса $R = 1$ км равна $F = 78,6 \cdot 10^4$ н. Хотя она в $28,9 \cdot 10^9$ раз меньше соответствующей гравитационной силы, ее оказывается достаточно, чтобы должным образом изменить орбиту кометы.

2. На рис. 1 сплошной линией показаны расчетные эллиптические невозмущенные орбиты комет, компланарные земной орбите и касающиеся ее в опасной точке B , являющейся перигелием (рис. 1,а), либо афелием (рис. 1,с). Этот случай является наиболее опасным, т. к. ему соответствует максимальное по сравнению с наклонными орбитами сближение тел. Для круговой орбиты (рис. 1,б) имеем две опасные точки (A и B). Пунктиром показаны возмущенные орбиты; момент инициирования выbran в точке A , т. е.

$$t_A = 0, \quad r(t_A) = r_A.$$

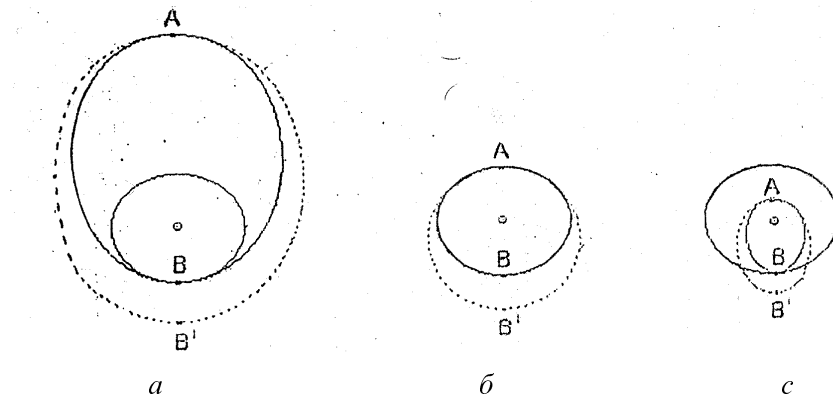


Рис. 1..а — орбита Земли (она же первоначальная орбита кометы на рис. б);

- b — первоначальная орбита кометы;
- c — измененная орбита кометы;
- — Солнце.

Уравнения движения ядра с учетом возмущающей силы, проектируемой на три взаимно перпендикулярных направления (радиальное, трансверсальное и нормальное), записанные в цилиндрической системе координат r, φ, z , имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= -\frac{\mu - k_r}{r^2}, \\ \frac{d}{dt}(r^2 \dot{\varphi}) &= -\frac{k_\varphi}{r}, \\ \ddot{z} &= \frac{\mu z}{r^3} + \frac{k_z}{r^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mu = \gamma M_8$; $k_r = \frac{q(1 - A_n)\sqrt{2\pi R_\mu T_0}}{2LR\varphi} r_0^2$, $r_0 = 1,496 \cdot 10^{11}$ м — гелиоцентрическое расстояние Земли, введенное с целью перехода от астрономической единицы к обычной системе измерения длины (если r измеряется в а. е., то в формулах следует положить ($r_0 = 1$)).

При написании (5) использовано выражение (4), записанное для полусферы; значение F , учитываемое в (5) коэффициентом kr , отнесено к массе ядра, выраженной через радиус R , и плотностью ρ ядра. Типичные значения коэффициентов k_φ и k_z , выраженных в долях k составляют примерно 0,1 [5]. Но в целях большей общности они в дальнейшем меняются в широком диапазоне.

3. Рассмотрим вначале случай одной составляющей сублимационной силы — радиальной ($k_r \neq 0, k_\varphi = k_z = 0$). Ему соответствует движение в первоначальной плоскости $z = 0$. Точное решение системы (5) соответствует эллиптической орбите (аналогично невозмущенному движению):

$$r = \frac{p}{1 + e \cos(\varphi - \varphi_A)}. \quad (6)$$

Параметр p , эксцентриситет e , большая (a) и малая (b) полуоси, а также период T' (штрих введен для отличия периода от температуры T) равны

$$p = \frac{p_1}{1 - \alpha}; \quad e = \frac{\sqrt{l_1^2(1 - \delta\alpha) + \delta\alpha - 2\alpha + \alpha^2}}{1 - \alpha}; \quad (7)$$

$$a = \frac{1 - \alpha}{1 + \delta\alpha} a_1; \quad b = \frac{b_1}{\sqrt{1 - \delta\alpha}}; \quad T' = \frac{1 - \alpha}{(1 - \delta\alpha)^{3/2}} T_1',$$

где индекс “1” относится к невозмущенному движению; отношение радиальных сил (сублимационной и гравитационной), характеризующее наличие возмущающего фактора,

$\delta = \frac{2a_1}{r_A}$. Истинная аномалия φ_A для вариантов (а) и (б) на рис. 1 равна $\varphi_A = 0$, а для варианта (с)

$\varphi_A = \pi$. При $\alpha = 0$ формулы (6) и (7) описывают движение по обычной, невозмущенной орбите: $p = p_1$, $e = e_1$, $a = a_1$ и т. д.. Полное расстояние Δl_{AB} между телами, накапливаемое в точке B при инициировании в точке A , определяется радиальным смещением Δr_{AB} точки B в ее новое положение B' и трансверсальным ее смещением $\Delta S_{AB} = r_B \Delta\varphi_{AB}$ ($\Delta\varphi_{AB}$ — малое угловое расстояние между телами):

$$\Delta l_{AB} \approx \sqrt{\Delta r_{AB}^2 + \Delta S_{AB}^2}. \quad (8)$$

В случае, если инициирование осуществляется в точке B (этот вариант на рис. 1 не показан), то радиальное смещение $\Delta r_{BB} = 0$, и полный увод $\Delta l_{BB} = \Delta S_{BB}$. В таблице 1 для различных a и R приведены результаты расчетов величин $\Delta r_{AB}, \Delta S_{AB}, \Delta l_{AB}$ (на одном полувитке, при $j_{AB} = 1$) и Δl_{BB} (на одном витке, при $j_{BB} = 1$), а также те же величины при j , соответствующих уводу ядра на расстояние не менее 1 млн. км.

Кроме того, приведены соответствующие временные интервалы $T'_{AB,j}$ и $T'_{BB,j}$, отнесенные к периоду обращения Земли вокруг Солнца. Сублимационное воздействие более эффективно для короткопериодических орбит (при $a_1 \rightarrow 0,5$). Это видно также из рис. 2, на котором построены графики зависимостей величин $\Delta r_{AB}, \Delta S_{AB}, \Delta l_{AB}$ и Δl_{BB} от a_1 . Анализ показывает, что последние три функции имеют

минимум. Например,

для $R = 1$ км $(\Delta S_{AB})_{\min} = 2,9 \cdot 10^4$ км и $(\Delta l_{BB})_{\min} = 5,8 \cdot 10^4$ км — при $a_1 = 0,768$ а. е.
и $(\Delta l_{AB})_{\min} = 3,3 \cdot 10^4$ км — при $a_1 = 0,85$ а. е.

При стремлении a_1 к минимальному значению $a_1 = 0,5 \Delta r_{AB}$ асимптотически стремится к бесконечности; при $a_1 \rightarrow \infty$, $\Delta r_{AB} \rightarrow 2ar_0$, что для $R = 1$ км составляет $\sim 10^4$ км. Таким образом, основное значение для крупных тел имеет трансверсальное смещение ΔS . Для предотвращения столкновения с телами радиуса $R \geq 1$ км сублимационное воздействие с одной радиальной составляющей должно быть начато приблизительно за два–три десятка полуоборотов или оборотов (в зависимости от выбора точки инициирования — A или B), причем эффективность способа возрастает обратно пропорционально R .

Таблица 1.

$a_1, a.e.$	$J_{AB} = 1$				J_{AB}	$\Delta SAB, j$ млн. км	$\Delta IAB, j$ млн. км	$T'_{AB, j}$	$J_{BB} = 1$	$\Delta I_{BB, j}$ млн. км	$T_{BB, j}$
	$\Delta I_{B, b}$ млн. км.	$\Delta SAB, j$ млн. км.	$\Delta IAB, j$ млн. км.								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$R = 1 \text{ км}$											
0,55	0,0576	0,0443	0,0727	23	1,0199	1,0216	4,69	0,0887	12	1,0643	4,49
0,75	0,0157	0,0305	0,0343	33	1,0076	1,0077	10,72	0,0611	17	1,0381	11,04
1,00	0,0105	0,0329	0,0345	31	1,0199	1,0199	15,50	0,0658	16	1,0528	16,00
3,00	0,0063	0,0883	0,0885	13	1,1476	1,1476	33,77	0,1766	6	1,0593	31,18
5,00	0,0058	0,1645	0,1646	7	1,1515	1,1515	39,13	0,3290	4	1,3159	44,72
$R = 100 \text{ м}$											
0,55	0,5760	0,4434	0,7269	3	1,3303	1,4497	0,61	0,8869	2	1,7738	0,82
0,75	0,1571	0,3053	0,3434	5	1,5266	1,5347	1,62	0,6107	2	1,2213	1,30
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1,00	0,1047	0,3290	0,3453	5	1,6449	1,6483	2,50	0,6580	2	1,3160	2,00
3,00	0,0628	0,8828	0,8850	3	2,6483	2,6490	7,79	1,7655	1	1,7655	5,20
5,00	0,0582	1,6449	1,6460	1	1,6450	1,6460	5,59	3,2899	1	3,2899	11,18
$R = 10 \text{ м}$											
0,55	5,7596	4,4345	7,2690	1	4,4345	7,2690	0,20	8,8690	1	8,8690	0,41
0,75	1,5708	3,0533	3,4340	1	3,0533	3,4346	0,32	6,1065	1	6,1065	0,65
1,00	1,0472	3,2900	3,4525	1	3,2900	3,4525	0,50	6,5800	1	6,5800	1,00
3,00	0,6283	8,8277	8,8500	1	8,8277	8,8500	2,60	17,6553	1	17,6553	5,20
5,00	0,5818	16,4494	16,4597	1	16,4494	16,4597	5,59	32,9988	1	32,9988	11,18

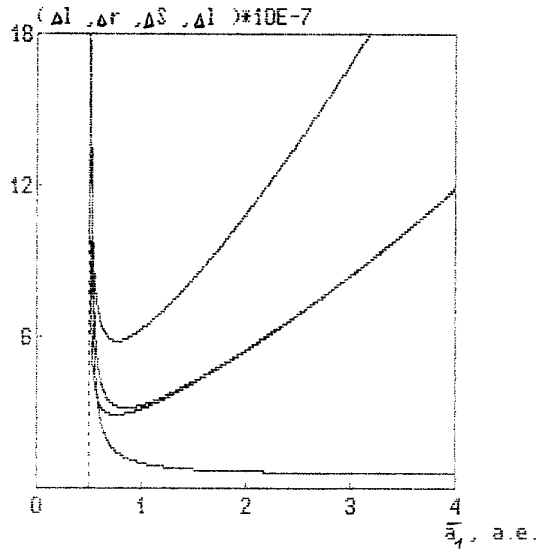


Рис. 2.

4. В общем случае, при наличии всех трех составляющих ($k_r \neq 0$, $k_\varphi \neq 0$, $k_z \neq 0$), анализ достаточно провести на примере круговой невозмущенной орбиты единичного радиуса ($r_0 = 1 \text{ а. е.}$). Аналогичная модельная орбита (но несколько большего радиуса ($r_0 = 2,45 \text{ а. е.}$)) использовалась в [8] при анализе увода опасных астероидов с помощью двигателя малой тяги. Поскольку сублимационная сила намного меньше гравитационной, решение системы (5) представим так:

$$r = r_1 + \Delta r, \quad \varphi = \varphi_1 + \Delta\varphi, \quad z = z_1 + \Delta z, \quad (9)$$

где Δr , $\Delta\varphi$ и Δz — малые поправки к невозмущенному движению.

Для последнего при начальных условиях $t = 0$, $\varphi_{10} = 0$, $z_{10} = 0$ имеем

$$r_1 = r_0, \quad \varphi_1 = nt, \quad z_1 = 0, \quad (10)$$

где $n = \sqrt{\frac{\mu}{r_1^3}}$ — частота кругового движения ядра. Решение уравнений в вариациях при естественных начальных условиях $t = 0$, $\Delta r = \Delta\dot{r} = \Delta\varphi = \Delta\dot{\varphi} = \Delta z = \Delta\dot{z} = 0$ выражается следующим образом

$$\begin{aligned} \Delta r &= r_0 [\alpha_r (1 - \cos \varphi_1) + 2\alpha_\varphi (\varphi_1 - \sin \varphi_1)] \\ \Delta\varphi &= -2\alpha_r (\varphi_1 - \sin \varphi_1) + \alpha_\varphi \left[\varphi_1 (1 - \cos \varphi_1) - \frac{3}{2} \varphi_1^2 \right] \\ \Delta z &= r_0 \alpha_z (1 - \cos \varphi_1), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\alpha_r = \frac{kz}{\mu} \alpha_\varphi = \frac{k_\varphi}{\mu} \alpha_z = \frac{k_z}{\mu} \Omega = \omega t \quad (\omega = n).$$

Траектория, описываемая этим решением, близка к раскручивающей или скручивающей спирали (в зависимости от знака трансверсальной составляющей (или α_φ)). Расстояние между соответственными точками возмущенной и невозмущенной орбит, взятыми в одинаковые моменты времени, равно

$$\begin{aligned} \Delta l &= \sqrt{(r_0 + \Delta r)^2 + r_0^2 - 2r_0(r_0 + \Delta r) \cos \varphi + (\Delta z)^2} = \\ &= \sqrt{4r_0(r_0 + \Delta r) \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) + (\Delta r)^2 + (\Delta z)^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

В случае, когда $\alpha_\varphi = \alpha_z$, для ряда значений R и отношения $K = d_\varphi$ трансверсальной составляющей к радиальной были рассчитаны углы инициирования φ_1 , при которых $|\Delta l| = l^* = 1 \text{ млн. км}$, и соответствующие составляющие $\Delta r, \Delta\delta = r_0 \Delta\varphi$ и Δz (таблица 2). Видно, что наличие даже не-

большой трансверсальной составляющей существенно повышает эффективность сублимационного воздействия, что выражается в значительном уменьшении необходимого φ_1 (или времени воздействия). Зависимости $\Delta l(\varphi_1)$ при различных $k > 0$ и $k < 0$ в случае $R = 1$ км изображены графически на рис. 3, а зависимости $\Delta r(\varphi_1)$ при $|k| \leq 0,5$ — на рис. 4. Короткопериодические колебания на кривых соответствуют гармоникам основной частоты. Тело совершает также колебания в направлении оси z (синхронные с первыми) около положения равновесия $z_0 = 0$, амплитуда которых равна $2\alpha_z r_0$. Знак отклонения определяется знаком α_z . При $k > 0$ реактивный эффект носит ускоряющий характер и траектория ядра представляет собой раскручивающуюся спираль. При $k < 0$ тело, наоборот, тормозится, уменьшается от витка к витку и появляется возможность опасного пересечения старой и новой орбит при сравнительно малых φ_1 (тем не менее, смещение ΔS может быть велико, что и обеспечивает защиту Земли). Отбрасывание короткопериодических членов во втором выражении (11), возможное на основании приведенных в табл. 2 данных, дает следующую упрощенную формулу для смещения (для малых тел такое рассмотрение также приемлемо):

$$\Delta l \approx \alpha_r r_0 \left(-2\varphi_1 - \frac{3}{2} k \varphi_1^2 \right). \quad (13)$$

Таблица 2

k	φ_1	Δr	$\Delta \varphi$	ΔS	Δz
1	2	3	4	5	6

$$\alpha_r = 3,5 \cdot 10^{-5} \quad (R = 1 \text{ км})$$

1	2	3	4	5	6
0	$30,67\pi$	$7,9013 \cdot 10^3$	$-6,6844 \cdot 10^{-3}$	$-9,9999 \cdot 10^8$	0
0,01	$20,645\pi$	$1,4237 \cdot 10^7$	$-6,6836 \cdot 10^{-3}$	$-9,9987 \cdot 10^8$	$7,5395 \cdot 10^4$
-0,01	$62,89\pi$	$-1,0492 \cdot 10^7$	$6,6845 \cdot 10^{-3}$	$1,0000 \cdot 10^9$	$-1,0162 \cdot 10^5$
0,10	$9,3887\pi$	$3,8901 \cdot 10^7$	$-6,6791 \cdot 10^{-3}$	$-9,9919 \cdot 10^8$	$7,0297 \cdot 10^5$
-0,10	$13,7215\pi$	$-4,4066 \cdot 10^7$	$6,6795 \cdot 10^{-3}$	$9,9926 \cdot 10^8$	$-1,8795 \cdot 10^5$
0,50	$4,7272\pi$	$8,2466 \cdot 10^7$	$-6,6603 \cdot 10^{-3}$	$-9,9638 \cdot 10^8$	$4,3320 \cdot 10^6$
-0,50	$5,5593\pi$	$-9,2326 \cdot 10^7$	$6,6586 \cdot 10^{-3}$	$9,9613 \cdot 10^8$	$-2,1331 \cdot 10^6$
1,00	$3,4013\pi$	$1,2870 \cdot 10^8$	$-6,6264 \cdot 10^{-3}$	$-9,9131 \cdot 10^8$	$6,8337 \cdot 10^6$
-1,00	$3,8125\pi$	$-1,3036 \cdot 10^8$	$6,6306 \cdot 10^{-3}$	$9,9193 \cdot 10^8$	$-8,8243 \cdot 10^6$

$$\alpha_r = 1,1666 \dots \cdot 10^{-4} \quad (R = 300 \text{ м})$$

1	2	3	4	5	6
0	$9,0565\pi$	$3,4632 \cdot 10^7$	$-6,6800 \cdot 10^{-3}$	$-9,9932 \cdot 10^8$	0
0,01	$7,4840\pi$	$2,6886 \cdot 10^7$	$-6,6896 \cdot 10^{-3}$	$-9,9957 \cdot 10^8$	$1,8330 \cdot 10^5$
-0,01	$13,0625\pi$	$2,0179 \cdot 10^7$	$6,6830 \cdot 10^{-3}$	$-9,9978 \cdot 10^8$	$-3,4571 \cdot 10^5$
0,10	$4,5680\pi$	$6,7836 \cdot 10^7$	$-6,6680 \cdot 10^{-3}$	$-9,9753 \cdot 10^8$	$2,1154 \cdot 10^6$
-0,10	$8,6216\pi$	$-6,7348 \cdot 10^7$	$6,6710 \cdot 10^{-3}$	$9,9798 \cdot 10^8$	$-2,3960 \cdot 10^6$
0,50	$2,4667\pi$	$1,3353 \cdot 10^7$	$-6,6218 \cdot 10^{-3}$	$-9,9062 \cdot 10^8$	$7,8154 \cdot 10^6$
-0,50	$3,3313\pi$	$-1,7144 \cdot 10^8$	$6,5892 \cdot 10^{-3}$	$9,8574 \cdot 10^8$	$-1,3138 \cdot 10^7$
1,00	$1,7381\pi$	$2,2177 \cdot 10^8$	$-6,5139 \cdot 10^{-3}$	$-9,7445 \cdot 10^8$	$5,5819 \cdot 10^6$
-1,00	$2,1599\pi$	$-2,1790 \cdot 10^8$	$6,5290 \cdot 10^{-3}$	$9,7674 \cdot 10^8$	$-2,1562 \cdot 10^6$

$$\alpha_r = 3,5 \cdot 10^4 \text{ (} R = 100 \text{ м)}$$

1	2	3	4	5	6
0	3,0110π	1,0469·10 ⁸	-6,6457·10 ⁻³	-9,9420·10 ⁸	0
0,01	2,9153π	1,1219·10 ⁸	-6,6399·10 ⁻³	-9,9333·10 ⁸	1,0288·10 ⁶
-0,01	3,1236π	9,0149·10 ⁷	6,6556·10 ⁻³	-9,9568·10 ⁸	-1,0082·10 ⁶
0,10	2,0943π	6,8124·10 ⁷	-6,6678·10 ⁻³	-9,9751·10 ⁸	2,2809·10 ⁵
-0,10	6,1827π	-1,8933·10 ⁷	6,5680·10 ⁻³	9,8258·10 ⁸	-8,3906·10 ⁵
0,50	1,2660π	3,3456·10 ⁸	-6,2856·10 ⁻³	-9,4033·10 ⁸	4,3742·10 ⁷
-0,50	2,0344π	-3,2869·10 ⁸	6,3202·10 ⁻³	9,4550·10 ⁸	-1,5273·10 ⁵
1,00	1,0780π	4,8318·10 ⁸	-5,8028·10 ⁻³	-8,6811·10 ⁸	1,0317·10 ⁸
-1,00	1,4662π	-5,2861·10 ⁸	5,6711·10 ⁻³	8,4839·10 ⁸	-5,7901·10 ⁷

$$\alpha_r = 1,05 \cdot 10^{-3} \text{ (} R = 10 \text{ м)}$$

1	2	3	4	5	6
0	0,5538π	6,1164·10 ⁸	-5,2779·10 ⁻³	-7,8958·10 ⁸	0
0,01	0,5527π	6,1776·10 ⁸	-5,2427·10 ⁻³	-7,8476·10 ⁸	6,0091·10 ⁶
-0,01	0,5548π	6,0543·10 ⁸	-5,3097·10 ⁻³	-7,9433·10 ⁸	-6,1336·10 ⁶
0,10	0,5429π	6,6889·10 ⁸	-4,9429·10 ⁻³	-7,3945·10 ⁸	5,9404·10 ⁷
-0,10	0,5641π	5,4535·10 ⁸	-5,5779·10 ⁻³	-8,3445·10 ⁸	-6,2833·10 ⁵
0,50	0,4984π	8,1705·10 ⁸	-3,4299·10 ⁻³	-5,1312·10 ⁸	2,6044·10 ⁸
-0,50	1,58805π	2,0299·10 ⁸	-6,1508·10 ⁻³	-9,2015·10 ⁸	-3,3330·10 ⁸
1,00	0,4457π	8,6914·10 ⁸	-1,5734·10 ⁻³	-2,3538·10 ⁸	4,3476·10 ⁸
-1,00	0,5285π	-1,2522·10 ⁸	-5,4291·10 ⁻³	-8,1219·10 ⁸	-5,7037·10 ⁸

Анализ корней уравнения $\Delta l = l^*$ позволяет построить диаграмму допустимых углов иницирования φ в зависимости от определяющих условий (рис. 5). По оси абсцисс отложены значения безразмерного параметра подобия

$$\chi = -\frac{3}{2} \cdot \frac{kl^*}{\alpha_r r_0}, \quad (14)$$

позволяющее пересчитывать одни условия задачи на другие, а по оси ординат — относительные значения углов $\bar{\varphi}_1 = \frac{\varphi_1}{\varphi_1^{(1)}}$, где

$$\varphi_1^{(1)} = -\frac{l^*}{2\alpha_r r_0} \quad (15)$$

предельное значение угла иницирования в случае отсутствия трансверсальной составляющей ($k = 0$, $l^* < 0$ — отставания ядра от Земли), являющееся характерным параметром. Наиболее оптимальная область (с точки зрения минимальных углов $\bar{\varphi}_1$ и времени сублимационного воздействия) — область 1, лежит выше линии 1:

$$\bar{\varphi}_{21} = \frac{\varphi_1^{(2)}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{2(\sqrt{1+\chi}-1)}{\chi}, \quad (k > 0, l^* < 0, \chi > 0) \quad (16)$$

Для нее расстояние Δl в последующее после набора величины l^* время продолжает расти, что обеспечивает гарантированный вывод.

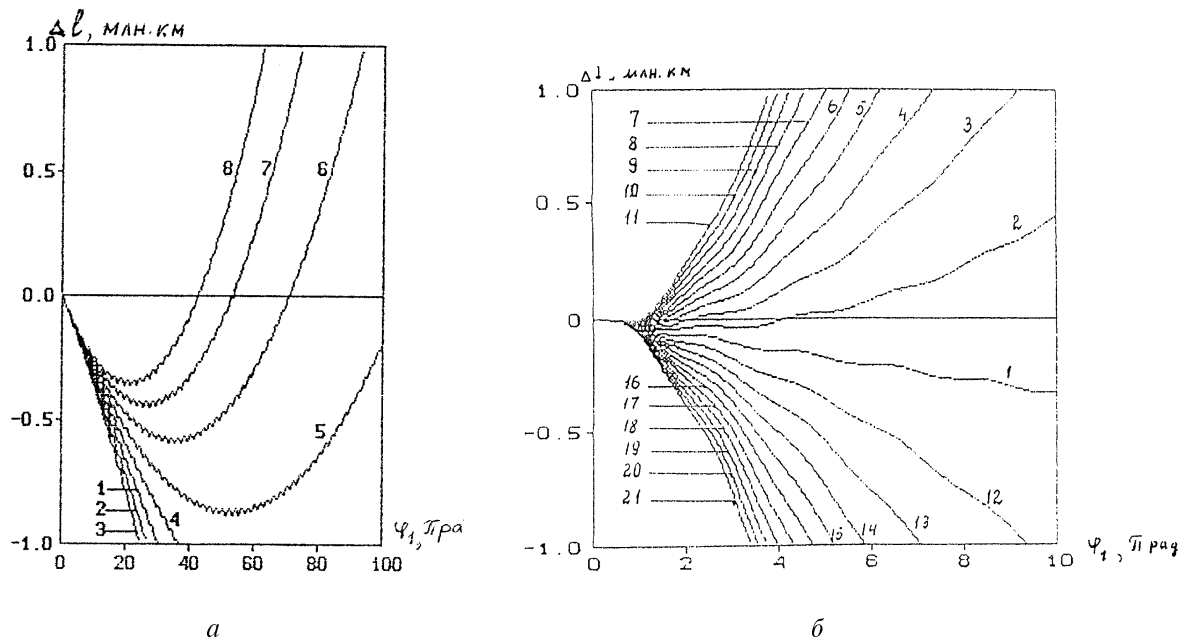


Рис. 3. а) 1- $k = 0,002$; 2- $k = 0,04$; 3- $k = 0,006$; 4- $k = 0$; 5- $k = -0,002$; 6- $k = -0,004$; 7- $k = -0,006$; 8- $k = -0,008$.
 б) 1- $k = 0$; 2- $k = -0,1$; 3- $k = -0,2$; 4- $k = -0,3$; 5- $k = -0,4$; 6- $k = -0,5$; 7- $k = -0,6$; 8- $k = -0,7$; 9- $k = -0,8$; 10- $k = -0,9$; 11- $k = -1,0$; 12- $k = 0,1$; 13- $k = 0,2$; 15- $k = 0,4$; 14- $k = 0,3$; 16- $k = 0,5$; 17- $k = 0,6$; 18- $k = 0,7$; 19- $k = 0,8$; 20- $k = 0,9$; 21- $k = 1,0$.

Область 2, соответствующая малым $[k]$, ограничена линиями 2 и 3:

$$\frac{\bar{\varphi}_{31}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{\varphi_1^{(3)}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{2(\sqrt{1+\chi}-1)}{\chi}, \quad \frac{\bar{\varphi}_{41}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{\varphi_1^{(2)}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{2(-\sqrt{1+\chi}-1)}{\chi}, \quad (17)$$

$k < 0$, $l^* < 0$, $\chi < 0$ и осью ординат. Наличие отрицательной трансверсальной составляющей ухудшает ситуацию по сравнению с чисто радиальным воздействием ($k = 0$), т. к. наблюдается тенденция к опасному пересечению орбит. К счастью, для представляющих интерес отрицательных k (т. е. для $k \approx -0,1$) эта область не реализуется. Так, например, рассчитанные значения k и x для $R = 1$ км составляют $k = -0,035$ и $x = 28,57$, а для $R = 100$ м $k = -0,035$, $x = 2,857$.

Область 3 лежит выше кривой

$$\bar{\varphi}_{51} = \frac{\varphi_1^{(5)}}{\varphi_1^{(1)}} = \frac{2(\sqrt{1+\chi}+1)}{\chi}, \quad (k < 0, l^* > 0, \chi > 0). \quad (18)$$

Эффективность сублимационного воздействия в данной области при малых $\chi (0 \leq \chi \leq 1)$ довольно низка, однако такие случаи представляют лишь теоретический интерес. В практически важных случаях для крупных тел обычно $\chi > 1$ и эффективность примерно такая же, как и в области 1 (при $k > 0$). Таким образом, в типичных условиях “рабочими” являются: при $k > 0$ — область 1, а при $k < 0$ (и $\chi > 1$) — область 3.

5. Расчеты свидетельствуют о высокой эффективности сублимационного воздействия на опасные тела по сравнению с другими способами. Определим, например, время, требуемое для увода этим способом на 1 млн. км ядра радиусом 1 км, движущегося по круговой орбите единичного радиуса. Параметр подобия и характерный угол инициирования, рассчитанные по формулам (14) и (15) для случая, когда $\alpha_r = 3,5 \cdot 10^{-5}$ и $|k| = 0,1$, соответственно равны $\varphi_1^{(1)} = 30,33\pi$ и $x = 28,57$. Учитывая, что $T' = 1$ год, для области 1 (если $k > 0$) с использованием (16) найдем искомое время:

$$t_1 = \varphi_{21} \cdot \varphi_1^{(1)} \cdot \frac{T'}{2\pi} = 4,7 \text{ лет},$$

а для области 3 (если $k < 0$) с использованием (18)

$$t_3 = \bar{\varphi}_{51} \cdot \varphi_1^{(1)} \cdot \frac{T'}{2\pi} = 6,83 \text{ лет},$$

т. е. несколько больше, чем для области 1, но того же порядка.

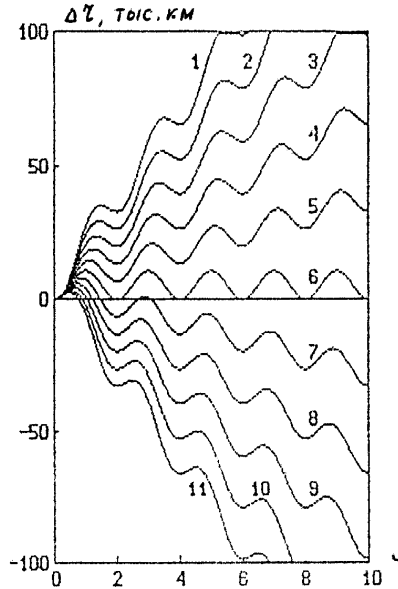


Рис. 4. 1- $k = 0,5$; 2- $k = 0,4$; 3- $k = 0,3$; 6- $k = 0$; 7- $k = -0,1$; 8- $k = -0,2$; 9- $k = -0,3$; 10- $k = -0,4$; 11- $k = -0,5$.

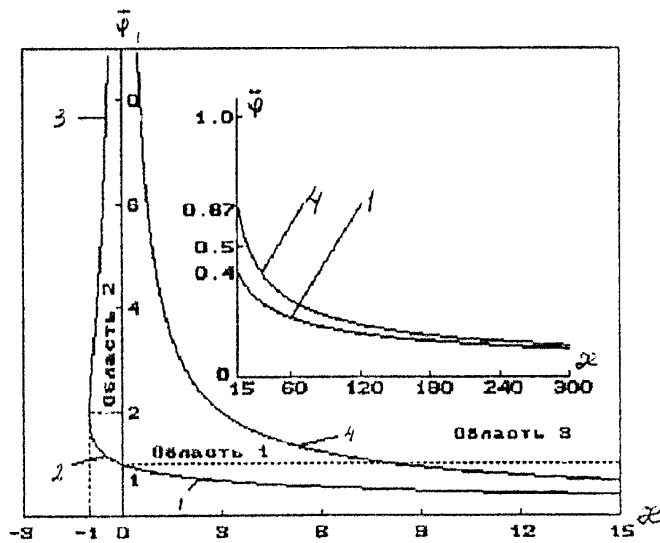


Рис. 5. 1- $\bar{\varphi}_1 = \bar{\varphi}_{21}$; 2- $\bar{\varphi}_1 = \bar{\varphi}_{31}$; 3- $\bar{\varphi}_1 = \bar{\varphi}_{41}$; 4- $\bar{\varphi}_{11} = \bar{\varphi}_{51}$.

Аналогичное время в случае применения, например, двигателя малой тяги равно $t_{\text{МТ}} = \left(\frac{2M^*}{3F_{\text{МТ}}} \right)^{1/2}$, где $F_{\text{МТ}}$ — тяга двигателя [8]. Для кометного ядра радиусом 1 км получим $t_{\text{МТ}} = 227$ лет, т. е. намного больше, чем t_1 и t_3 .

Другим способом, считающимся также эффективным, является применение ядерного взрыва. Оценим время t_e , необходимое для трансверсального смещения кометного ядра на расстояние l^* для круговой первоначальной орбиты. Если принять, что механический импульс, сообщаемый

телу при взрыве, равен $J = A_1 E$, где E — энергия взрыва, то анализ дает следующее выражение для требуемого момента инициирования взрыва

$$t_e = \frac{4\pi r l^* R r_0}{9 \cos \Psi \cdot A_1 E \mu},$$

где Ψ — угол между трансверсальным и направлением импульса, A_1 — коэффициент пропорциональности. Например, при взрыве полузаглубленного ядерного заряда $E = 1 \text{ Мт}$ для ледяного тела радиуса $R = 1 \text{ км}$ и касательного направления импульса к орбите ($\Psi = 0$) получим $t_0 = 122 \text{ года}$.

Таким образом, выигрыш по времени от применения сублимационного способа для крупных тел очевиден. Можно показать, что для тел среднего размера ($R \approx 300 \text{ м}$) это замечание также справедливо. Увод малых тел, наоборот, выгоднее осуществлять с помощью взрыва. Так уже для ядра радиусом 100 м необходимое время инициирования сублимационного воздействия равно 1 год , а время инициирования взрыва по предварительным оценкам составляет $0,13 \text{ лет}$. Следует заметить, что хотя эффективность увода с помощью взрыва возрастает с ростом заряда, значительные затраты на доставку полезного груза существенно снижают преимущества ядерного взрыва по сравнению сублимационным способом. Кроме того, приведенные выше оценки не учитывали существующие в действительности потери массы кометного ядра при сублимации. Предварительный анализ показывает, что учет этого фактора дополнительно повышает эффективность сублимационного способа.

Литература

1. Дмитриев Е.В., Попцов В.Н., Сазонов В.С., Шкробенко М.П. Исследование сублимационного реактивного эффекта как средства с орбит “спящих” кометных ядер // Международная конференция “Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами” (SPE-94), тезисы—часть 1. Снежинск 25–30 сентября, 1994, 47 с...
2. Дмитриев Е.В., Попцов В.Н., Сазонов В.С. Использование эффекта сублимации вещества “спящих” кометных ядер с целью их увода с орбит // 22-я Метеоритная конференция, тезисы. Черногловка, Московская область, 6–8 декабря 1994, с. 30–31.
3. Wood L., Hyde R., Ishikawa M. Cosmic bombardment IV averting catastrophe in the here-and-now // Международная конференция “Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами” (SPE-94), тезисы—часть 1. Снежинск 25–30 сентября, 1994, с. 116–118 (англ.).
4. Чернявский Г.М., Чудецкий Ю.В. Конверсия и некоторые задачи астероидной безопасности // Комплексная конференция (с международным участием) “Астероидная опасность”, тезисы. С.–Петербург, 25–27 мая, 1993, с. 99–100.
5. Marsden D.Q., Sekanina Z., Yeomans D. Comets and kongravitational forces. // *Astronomical Journal*, 1973, v. 78, p. 211.
6. Шульман Л.М. Ядра комет. М. Наука, 1987, 230 с..
7. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения.
8. Ивашкин В.В., Смирнов В.В. Качественный анализ некоторых методов уменьшения астероидной опасности для Земли. // *Астрономический вестник*, 1993, т. 27, № 6., с. 46–54.