

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ ДЛЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ТЕЛА В СЛУЧАЕ ОПАСНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ С ЗЕМЛЕЙ

В. Г. Заграфов, А. К. Шаненко, В. А. Рыжанский, А. Г. Иванов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрен процесс воздействия ядерных зарядов на опасные космические объекты с целью предотвращения столкновения с Землей. Основное внимание уделено анализу двух задач: сообщение МКТ, обнаруженным на достаточном удалении от Земли, импульса, способного отклонить их траекторию на безопасное расстояние от планеты; разрушение МКТ ядерным взрывом на части, достаточно мелкие по сравнению с исходным телом, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе. Оценено энерговыделение ядерных зарядов, необходимое для выполнения поставленной задачи. На примере гипотетического МКТ типа астероида Икар показан процесс его дробления на существенно меньшие по размеру фрагменты.

Космическая безопасность Земли – одна из насущных проблем современности. Земля периодически переживает так называемые импактные события – подвергается внезапным ударам малых космических тел (МКТ) разного «калибра»: от ≈ 1 м (и менее) до ≈ 1 км (и более). При этом чем массивнее МКТ, тем опаснее встреча с ним для Земли. Внедряясь в атмосферу с гиперзвуковой скоростью, оно передает свою кинетическую энергию, подчас колоссальную, окружающей среде – иногда с катастрофическими для нее последствиями. Так кинетическая энергия каменного астероида радиусом 100 м, движущегося со скоростью 30 км/с, эквивалентна энергии взрыва ≈ 1 Гт в тротиловом эквиваленте (ТЭ). Последствия падения такого астероида в населенной местности были бы губительными.

Известны многие случаи подобных импактных событий как в глубокой древности, так и в недавнем прошлом, оставивших глубокие следы на Земле (астроблемы) и в памяти людей. Яркими примерами служат Аризонский кратер (30–50 тыс лет назад, энерговыделение ≈ 5 Мт ТЭ), Тунгусский взрыв (1908 г., ≈ 10 Мт ТЭ), Сихотэ-Алинский «железный дождь» (1947 г., ≈ 5 Мт ТЭ) и др. В 1968 г. возникла опасность столкновения Земли с астероидом Икар (диаметр ≈ 1 км), периодически сближающимся с Землей (до 6–7 млн км). В 1989 г. астероид диаметром 800 м пересек орбиту нашей планеты в опасной для нее близости: Земля находилась на месте пересечения орбит всего за 6 ч до прихода астероида. В последнее время выяснилось, что частота пролета астероидов с диаметром десятки и сотни метров в окрестности Земли тревожно высока (примерно один астероид в месяц в круге с радиусом орбиты Луны).

Для борьбы с опасными МКТ предпочтительны в основном два пути:

- 1) сообщить МКТ, обнаруженному на достаточном удалении от Земли, импульс, способный отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли;
- 2) разрушить МКТ мощным взрывом на части, достаточно мелкие, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе.

Общим для обоих путей является необходимость применения мощных ядерных зарядов и ракетно-космических систем для доставки их к цели, а также эффективных средств космического мониторинга. Земляне обладают всеми этими средствами в полной мере и постоянно совершенствуют их с использованием достижений науки и техники.

Немаловажным аспектом проблемы является и физико-математическое моделирование процессов, связанных с взрывными воздействиями на МКТ и взаимодействием его осколков с атмосферой, в целях обеспечения требуемой эффективности взрывов, а также оценки опасности последствий акции для Земли. Этим вопросам и посвящена настоящая статья.

Модель перехвата МКТ, рассматриваемая в статье, аналогична модели [1].

Предотвращение столкновения астероида с Землей можно представить в двух вариантах:

- 1) орбита МКТ известна, встреча с ним прогнозируется заранее и есть возможность заблаговременно предпринять действия по его перехвату;
- 2) МКТ обнаруживается неожиданно на небольшом расстоянии от Земли и меры по его перехвату приходится принимать в условиях ограниченного ресурса времени. Ниже рассмотрены обе ситуации.

Оценим импульс, сообщаемый МКТ ядерным взрывом на его поверхности с энерговыделением E . При взрыве происходит выброс грунта с образованием кратера. Импульс $MV_{\text{взр}}$, получаемый МКТ (M – масса тела, $V_{\text{взр}}$ – компонента скорости, сообщаемая ему взрывом), равен импульсу выброшенного грунта массой m и скоростью v .

Из соотношения сохранения энергии

$$\frac{MV_{\text{взр}}^2}{2} + \frac{mv^2}{2} = \mu E, \quad (1)$$

где μ – доля энергии, переходящая в кинетическую энергию движения выброшенного грунта и МКТ; с учетом того, что

$$MV_{\text{взр}} = mv, \quad (2)$$

получаем

$$MV_{\text{взр}}^2(m+M) = 2m\mu E. \quad (3)$$

Так как для обычных МКТ $m \ll M$, то можно принять

$$M^2V_{\text{взр}}^2 = 2m\mu E. \quad (4)$$

Согласно данным [1], объем кратера ∇ и масса m выброшенной из кратера породы составляют

$$\begin{aligned} \nabla &= \frac{1}{8}\pi D^2 H; \quad D = aE^{0,3}; \quad H = bE^{0,3}; \\ m &= \rho\nabla = \frac{1}{8}\pi \rho a^2 b E^{0,9}, \end{aligned} \quad (5)$$

где D, H – диаметр и глубина кратера; a и b "приведенные" размеры кратера, определяемые как отношение фактических размеров к $E^{0,3}$; ρ – плотность породы.

Соотношение (5) является приближенным, поскольку некоторый вклад в образование кратера вносит эффект вдавливания грунта. Для контактного взрыва на твердой породе, по данным [1], $a = 29,9 \text{ м/кг}^{0,3}$, $b = 6,71 \text{ м/кг}^{0,3}$.

Согласно формуле (5), эффективность ЯВ в соотношении выброса породы из кратера m/E снижается с увеличением энерговыделения пропорционально $E^{-0,1}$. Это связано с тем, что передача энергии взрыва

грунту зависит от начальной плотности энергии в месте взрыва. Чем выше начальная плотность энергии, тем меньше доля энергии передается грунту. Объясняется это ростом потерь энергии на пластическую деформацию и разрушение породы. Начальная плотность энергии увеличивается с ростом энерговыделения. Вследствие этого механическое действие на грунт взрыва с большим энерговыделением менее эффективно в расчете на единицу энергии, чем действие малого взрыва.

Согласно [1],

$$\mu = \mu_0 E^{-0,1}, \quad (6)$$

где $\mu_0 = 0,067 \text{ кг}^{0,1}$, E – в кт.

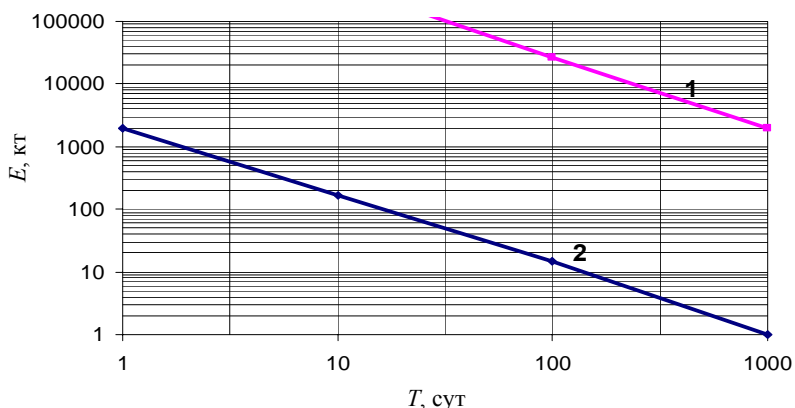
Для отклонения траектории МКТ на расстояние L от точки падения с помощью взрыва на его поверхности под углом Θ к направлению на Землю ему необходимо сообщить дополнительную скорость $V_{\text{взр}} = L/T \sin \Theta$, где T – время до падения.

Объединяя уравнения (4)–(6), получим, что для сообщения МКТ компоненты скорости $V_{\text{взр}}$ необходимо энерговыделение (рассматриваем случай $\Theta = \pi/2$)

$$\begin{aligned} E_{\perp} &= \left(\frac{2ML}{T\sqrt{4,2\pi a^2 b \rho \mu_0} \cdot 10^9} \right)^{1/0,9} = \\ &= 1,85 \cdot 10^{-7} \left(\frac{ML}{T\sqrt{\rho}} \right)^{1/0,9} \quad [\text{кт}]. \end{aligned} \quad (7)$$

Величины в уравнении (7) выражены в единицах метр-тонна-секунда (согласно [1], $1 \text{ кт} = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$).

На рисунке показана определяемая формулой (7) зависимость энерговыделения E_{\perp} от времени до ожидаемого падения T .



Зависимость необходимого энерговыделения взрыва от времени до ожидаемого столкновения с Землей для отклонения траектории центра масс астероидов радиусом 1000 м (1) и 100 м (2) с типичной для них плотностью $3,4 \text{ г/см}^3$ на два радиуса Земли

МКТ под действием взрыва может разрушиться. В этом случае следует считать, что данная модель описывает движение центра масс фрагментов МКТ.

Из рисунка видно, что отклонение траектории МКТ радиусом ≈ 100 м возможно с помощью взрыва с энерговыделением менее 2 Мт ТЭ в широком диапазоне времени. Для отклонения траектории астероида Икар радиусом ≈ 1000 м на два радиуса Земли за время одного периода его обращения вокруг Солнца (около года) требуется энерговыделение ≈ 6 Мт ТЭ.

Рассмотрим условия перехвата МКТ при ограниченном ресурсе времени после его обнаружения.

По данным работы [2], МКТ размером ≈ 100 м может быть обнаружен наземными оптическими средствами на расстоянии свыше миллиона километров, т. е. при разрешающей способности оптических приборов $\delta \approx 10^{-7}$ рад. Если астероид диаметром d движется со скоростью относительно Земли $V_{\text{отн}}$, то он будет обнаружен за время $T^* = d/V_{\text{отн}}\delta$ до столкновения. Пусть в момент обнаружения с Земли в направлении на МКТ стартует перехватчик с ядерным зарядом. Его движение относительно центра Земли $r(t)$ описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= W; \\ \frac{dW}{dt} &= -\frac{W_k^2 r_0}{2r^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где W – скорость перехватчика; $W_k = \sqrt{2gr_0}$ – вторая космическая скорость; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение силы тяжести на поверхности Земли; r_0 – радиус Земли. Начальные условия: $t = 0$, $r = r_0$, $W = W_0$. Время прохождения перехватчиком активного участка его траектории мало по сравнению с характерными для перехвата временными параметрами. Для перехвата МКТ на достаточно большом расстоянии от Земли необходимо, чтобы перехватчику была сообщена скорость, превышающая вторую космическую, $W_0 > W_k$.

Решение системы

$$\tau = \frac{1}{1-\alpha} \left\{ \frac{\sqrt{1-\alpha\beta}}{1-\beta} - 1 - \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha}} \ln \left[\frac{\sqrt{1-\alpha\beta} + \sqrt{1-\alpha}}{(1+\sqrt{1-\alpha})\sqrt{1-\beta}} \right] \right\}, \quad (9)$$

где $\tau = tW_0/r_0$, $\beta = 1 - r_0/r$, $\alpha = (W_k/W_0)^2$.

В реальных ситуациях встреча перехватчика с МКТ должна происходить на большем по сравнению с радиусом Земли расстоянии, т. е. $1 - \beta \ll 1$. В этом случае $r = t\sqrt{W_0^2 - W_k^2}$.

Расстояние МКТ до Земли $r_{\text{МКТ}} = V_{\text{отн}}(T^* - t)$. Из условия $r = r_{\text{МКТ}}$ находим время от момента взрыва до ожидаемого падения МКТ

$$T = T^* \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1} = \frac{d}{V_{\text{отн}}\delta} \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Полученные соотношения являются оценкой предельных возможностей коррекции траектории МКТ с помощью взрыва, предполагающей немедленное обнаружение, оценку параметров (размер, удаленность, скорость) и старт перехватчика в момент появления МКТ в пределах области его обнаружения.

С помощью соотношений (7) и (10) можно получить зависимость энерговыделения взрыва, необходимого для отклонения траектории МКТ на два радиуса Земли (при ограниченном ресурсе времени после обнаружения) от размера МКТ, его скорости и начальной скорости перехватчика W_0 .

Пусть в гелиоцентрической системе координат МКТ движется со скоростью $V_{\text{МКТ}}$ по нормали к орбите Земли, скорость которой $V_3 = 30$ км/с. Скорость МКТ относительно Земли $V_{\text{отн}} = (V_{\text{МКТ}}^2 + V_3^2)^{1/2}$. Рассмотрим случай $V_{\text{МКТ}} = V_3$, $W_0 = 0,5V_3$. В табл. 1 приводятся результаты оценок энерговыделения ядерных зарядов, применяемых в условиях ограниченного ресурса времени после обнаружения МКТ, для отклонения траектории МКТ на два радиуса Земли ($12,8 \cdot 10^3$ км).

Как видно из табл. 1, в условиях дефицита времени требуется заметно большее энерговыделение, чем в условиях, когда МКТ находятся под наблюдением и выбирается тактика воздействия на них.

Рассмотрим процесс фрагментации МКТ при воздействии на него контактного ЯВ. Воспользуемся концепцией фрагментации, изложенной в работах [3, 4].

Таблица 1

Значения энерговыделения ядерных зарядов по воздействию на МКТ в условиях ограниченного ресурса времени

$R_{\text{МКТ}}$, м	$M_{\text{МКТ}}$, т	$V_{\text{МКТ}}$	V_3	T , с	$V_{\text{отн}}$, км/с	E_{\perp} , кт ТЭ
		км/с				
10	$1,42 \cdot 10^4$	30	30	$1,9 \cdot 10^3$	$30\sqrt{2}$	71
100	$1,42 \cdot 10^7$	30	30	$1,9 \cdot 10^4$	$30\sqrt{2}$	$1,1 \cdot 10^4$
1000	$1,42 \cdot 10^{10}$	30	30	$1,9 \cdot 10^5$	$30\sqrt{2}$	$1,1 \cdot 10^6$

Концепция базируется на соотношениях баланса между поверхностной и кинетической энергией при расширении тела после динамического нагружения. Из энергетических соотношений определяется средний радиус фрагментов ξ расширяющегося жидкого тела в зависимости от его начального кинематического состояния, заданного плотностью ρ и скоростью изменения плотности $\dot{\rho}$

$$\xi = 3 \left(\frac{10\rho\gamma}{3\dot{\rho}^2} \right)^{1/3}, \quad (11)$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения.

В твердом теле фрагментация происходит путем развития трещин, при этом $\gamma = K_{i,cr}^2 / 2\rho c^2$, где $K_{i,cr}$ – критическое значение коэффициента интенсивности напряжений в устье трещины при одноосной деформации; c – скорость звука в породе. В работах [3, 4] проведено сравнение рассчитанных по этой модели размеров фрагментов при ударном нагружении с экспериментальными данными для образцов из стали с коэффициентом трещиностойкости 20–60 МН/м^{3/2}. Получено удовлетворительное согласие, что доказывает адекватность модели реальным условиям разрушения. Применим указанную модель для решения нашей задачи.

Используя соотношение (11), найдем полную поверхностную энергию всех фрагментов МКТ с начальным радиусом R_0

$$W_s = \frac{(4/3)\pi R_0^3}{(4/3)\pi \xi^3} 4\pi \xi^2 \gamma = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \gamma \left(\frac{3\dot{\rho}^2}{10\rho\gamma} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Кинетическая энергия относительно центра масс тела, соответствующая его начальному кинематическому состоянию, определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} m &= \frac{4}{3} \pi R^3 \rho; \\ \dot{m} &= \frac{4}{3} \pi R^3 \dot{\rho} + \frac{4}{3} \pi \rho 3R^2 \dot{R} = 0; \\ \dot{R} &= -\frac{\dot{\rho}R}{3\rho} = -\left(\frac{\dot{\rho}}{3\rho} \right) R; \\ W_k &= \int_0^{R_0} \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{\rho}}{3\rho} \right)^2 R^2 4\pi \rho R^2 dR = \frac{2\pi}{45} R_0^5 \frac{\dot{\rho}^2}{\rho}. \end{aligned} \quad (13)$$

Исключая из соотношений (12) и (13) кинематический параметр $\dot{\rho}^2/\rho$, получим

$$\frac{W_s}{W_k} = \left(\frac{\gamma S}{W_k} \right)^{2/3}, \quad \text{где } S = 4\pi R_0^2.$$

Примем, что коэффициент передачи энергии

$$\mu = \frac{W_n}{E}, \quad \text{где } \mu = \mu_0 E^{-0,1}.$$

Выполним оценку [1] для гранитоидных пород, предел прочности которых не превышает $\sigma = 400$ МПа. Тогда коэффициент трещиностойкости

$$K_{i,cr} = \sigma \sqrt{\pi \ell} \left[\text{МН/м}^{3/2} \right],$$

где $\ell \approx 1$ мм – характерный размер неоднородностей (зерен). При значениях параметров МКТ $\rho_b = 3,4$ г/см³, $c_b = 5$ км/с, $\gamma = 3 \cdot 10^3$ Н/м, $R_0 = 100$ м затрата энергии на разрушение равна

$$W_s = W_k \cdot 1,22 \cdot 10^{-2} = 0,067 E^{0,9} \cdot 1,22 \cdot 10^{-2},$$

что составляет незначительную часть энергии взрыва.

Оценим количество и размер осколков, образующихся при разрушении малого космического тела. Исключив из соотношений (11) и (13) параметр $\dot{\rho}^2/\rho$, получим, что при взрыве МКТ распадается на $N = R_0^3/\xi^3 = W_k/\gamma S$ фрагментов среднего радиуса $\xi = R_0/N^{1/3}$.

Соотношение (13) определяет скорость расширения астероида $\dot{\rho}/\rho$ в зависимости от его размера и переданной энергии.

Можно показать, что фрагменты относительно Земли движутся в телесном угле $\Omega = 5\pi W_k/3E\downarrow$, ограниченном поверхностью конуса с углом при вершине $\varphi = 2(5W_k/3E\downarrow)^{1/2}$ [рад], где $E\downarrow = MV_{\text{отн}}^2/2$ – кинетическая энергия МКТ. Из соотношений (13) $\dot{R} = -(\dot{\rho}/3\rho)R$, $\dot{\rho}/\rho = -3\dot{R}/R$. После преобразований получим

$$\dot{R} = \left(\frac{5W_k}{2\pi R^3 \rho} \right)^{1/2}; \quad (14)$$

$$V_{\text{отн}} = \left(\frac{2E\downarrow}{M} \right)^{1/2};$$

$$\text{tg} \frac{\varphi}{2} \approx \frac{\varphi}{2} = \left(\frac{5W_k}{3E\downarrow} \right)^{1/2};$$

$$\varphi = 2 \left(\frac{5W_k}{3E\downarrow} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Проиллюстрируем полученные соотношения на примере МКТ (типа Икар). При взрыве на его поверхности с энерговыведением 6 Мт ТЭ он распадается на $N \approx 2 \cdot 10^4$ фрагментов среднего радиуса $\xi \approx 40$ м, движущихся в сторону Земли в полости конуса с углом при вершине $\varphi \approx 10^{-3}$ рад. При движении МКТ со скоростью $V_{\text{МКТ}} = 30$ км/с в течение одного года (период обращения вокруг Солнца) радиус скопления осколков в окрестности Земли составит $V_{\text{отн}} T(\varphi/2) \approx 5 \cdot 10^5$ км, что почти на два порядка превышает радиус Земли. С большой вероятностью на Землю упадут 3–4 осколка,

т. е. их воздействие будет независимым при достаточном разлете.

Кинетическая энергия каждого фрагмента, которая выделяется при его падении на Землю, составит $E \downarrow \approx 10^3$ Мт ТЭ. Катастрофы планетарного масштаба при этом не произойдет, однако падение такого осколка в населенной местности будет иметь губительные последствия.

Оценим, какую дополнительную энергию нужно сообщить МКТ при боковом воздействии, чтобы отклонить от Земли не только траекторию центра масс, но и конус разлета осколков. Для этого подставим в соотношение (7) $L = V_{\text{отн}} T(\varphi/2)$, где угол разлета φ определяется соотношением (15), и получим

$$E_{\perp} = \left(\frac{160 R_0^3}{9 a^2 b} \right)^{1/0,9} \quad [\text{кт ТЭ}]. \quad (16)$$

Обратим внимание, что дополнительная энергия, необходимая для отклонения осколков МКТ, не зависит от времени перехвата, скорости движения МКТ, плотности его породы, а определяется только его объемом.

Нетрудно убедиться, что величина этой энергии намного превышает энергию, необходимую для отклонения траектории центра масс осколков, приведенную на рисунке. Так, для астероида радиусом 100 м эта энергия, определенная по соотношению (16), составляет $\approx 7,2$ Мт ТЭ, а для астероида радиусом 1000 м – $1,4 \cdot 10^4$ Мт ТЭ. Таким образом, в последнем случае отклонение траектории осколков МКТ от Земли с точки зрения энергозатрат можно считать нереальным.

Если рассматривать в качестве МКТ астероид типа Икар или его осколок, то уместно спросить, насколько он опасен для землян и способна ли земная атмосфера привести к его распаду (дроблению и рассеянию) и в результате ослабить воздействие на планету? Отвечая на эти вопросы, рассмотрим, на основе теории [5–7], взаимодействие с атмосферой такого МКТ с массой M_0 , движущегося с маршевой скоростью V под углом α к горизонту. Форма МКТ – сфера с диаметром D_0 , или параллелепипед с соотношением ребер $2^{-1/3} L_0 : L_0 : 2^{1/3} L_0$. Траектория движения (ось ξ) и горизонт полагаются прямолинейными, влияние абляции считается несущественным и поэтому не учитывается. Примем атмосферу стандартной и невозмущенной с плотностью, меняющейся по закону

$$\rho_{\alpha} = \rho_0 \exp(-x), \quad (17)$$

где ρ_0 – плотность воздуха на нулевой высоте (на грунте); $x = z/H$ – относительная высота над планетой; z – высота над планетой; H – толщина стандартной невозмущенной атмосферы. Уравнение движения МКТ в атмосфере

$$M_0 dV/dt = -0,5 C_{\xi} \rho_{\alpha} S_M V^2, \quad (18)$$

где t – время движения; C_{ξ} – коэффициент аэродинамического сопротивления (АДС) в направлении движения; S_M – площадь миделя тела. Для сферы (базо-

вый размер D_0) или параллелепипеда (L_0) $M_0 = \pi \rho_b D_0^3/6$ или $\rho_b L_0^3$, где ρ_b – плотность тела, $C_{\xi} = 1$ или $1,5$, $S_M = \frac{\pi D_0^2}{4}$ или $2^{1/3} L_0^2$. В правой части (18)

дано выражение для АД силы ($F_{\text{АД}}$), и (18) справедливо, когда $F_{\text{АД}}$ существенно превышает силу притяжения тела планетой, т. е. $F_{\text{АД}} \gg M_0 g$ (на гиперзвуковых скоростях это условие выполняется). Результатом действия сил АДС и инерции является распад МКТ, представляющий собой двухэтапный процесс.

На первом этапе происходит разрушение МКТ, а в дальнейшем и каждого из его фрагментов, путем разлома на две равные части, если выполняется условие хрупкого разрушения. Для k -го фрагмента сферы или параллелепипеда оно имеет вид соответственно

$$\begin{aligned} \rho_{ak} V_k^4 &= 12 K_{IC}^2 2^{(k-1)/3} / D_0 \\ \text{или } \rho_{ak} V_k^4 &= 2^{8/3} K_{IC}^2 2^{(k-1)/3} / L_0, \end{aligned} \quad (19)$$

где ρ_{ak} – плотность воздуха (17) на высоте x_k . Решение (18) с учетом (17) и (19) дает координату и скорость при первом акте фрагментации МКТ

$$x_1 + 2A \exp(-x_1) + 0,5 \ln(B/V_0^4) = 0; \quad (20)$$

$$V_1 = V_0 \exp[-A \exp(-x_1)], \quad (21)$$

где $A = \frac{\beta C_{\xi} \rho_0 H}{\sin \alpha \rho_b \lambda_0}$; $B = \varepsilon K_{IC}^2 / (\rho_0^2 \lambda_0)$; $\beta = 0,75$ или $0,51$;

$\varepsilon = 12$ или $2^{8/3}$ – коэффициенты формы тела; $\lambda_0 = D_0$ или L_0 . Эти первые фрагменты продолжают движение с падающей скоростью

$$V = V_1 \exp\{A[\exp(-x_1) - \exp(-x)]\} \quad (22)$$

до следующего акта фрагментации и т. д., последовательно измельчаясь. Для k -го акта ($k = 2, 3, \dots, n$, n – последний акт) параметры движения определяются по рекуррентным формулам

$$\begin{aligned} x_k + 2A 2^{(k-1)/3} [\exp(-x_k) - \exp(-x_{k-1})] + \\ + 0,5 \ln[2^{(k-1)/3} B / V_{k-1}^4] = 0; \end{aligned} \quad (23)$$

$$V = V_{k-1} \exp\{2^{(k-1)/3} A[\exp(-x_{k-1}) - \exp(-x_k)]\}, \quad (24)$$

причем до следующего $(k+1)$ -го акта фрагментации k -е фрагменты, размер и количество которых соответственно $\lambda_k = 2^{-k/3} \lambda_0$ и $m_k = 2^k$, продолжают движение со скоростью

$$V = V_k \exp\{2^{k/3} A[\exp(-x_k) - \exp(-x)]\}. \quad (25)$$

Таким образом, в данной модели, основанной на механике хрупкого разрушения, фрагментация МКТ

представляется как дискретный процесс, разделенный в пространстве и времени.

На втором этапе распада происходит рассеяние фрагментов. Оно рассматривается в упрощенной постановке на основе АД модели [5–7]¹, где этот процесс представляется двухфазным. Так, после k -го акта фрагментации в первой фазе рассеяния происходит динамичный поворот фрагментов относительно их центра масс до момента прекращения взаимного контакта на лобовой поверхности. Факторами поворота являются силы АДС и инерции фрагментов. Во второй фазе фрагменты разлетаются от первоначальной траектории движения ξ с поперечной скоростью их центров масс

$$\dot{\eta}_{Ck}^* = d\eta_{Ck}/dt \approx 0,46V_k\sqrt{\rho_{\alpha k}/\rho_b}$$

или $\approx 0,39V_k\sqrt{\rho_{\alpha k}/\rho_b}$ (26)

(сфера или параллелепипед), достигнутой в первой фазе (η_{Ck} – перемещение центра массы k -го фрагмента перпендикулярно оси ξ). Скорость разлета после k -го акта фрагментации определяется с учетом скорости после предыдущего акта и составляет

$$V_{\eta k} = \sqrt{V_{\eta k-1}^2 + \dot{\eta}_{Ck}^{*2}}. \quad (27)$$

Так как $V_{\eta k} \ll V_k$, то до следующего ($k+1$ -го) акта фрагментации $V_{\eta k}$ считается приблизительно постоянной, поэтому радиус разлета фрагментов при этом

$$R_{\eta k} \approx R_{\eta k-1} + V_{\eta k} t_{fk}, \quad (28)$$

где t_{fk} – время разлета после k -го акта фрагментации.

Подробно методика расчетов рассеяния приведена в работах [5–7].

Рассмотрим процесс распада в атмосфере Земли МКТ, в качестве которого вначале примем астероид типа Икар, а затем – один из его осколков, образовавшихся после воздействия ЯВ. Пусть астероид состоит из горной породы с $\rho_b = 3500$ кг/м³, $K_{IC} = 10^{12}$ Па²/м, его форма – сфера с $D_0 = 1500$ м или параллелепипед (этой же массы) с $L_0 = 1210$ м, соответственно $C_\xi = 1$ или 1,5, скорость внедрения в атмосферу $V_0 = 30000$ м/с по нормали к горизонту ($\alpha = 90^\circ$). У осколков примем соответственно $D_0 = 80$ м или $L_0 = 64,5$ м, $\alpha = 90, 45$ и 30° при прочих равных условиях.

Основные результаты расчетов стадии фрагментации приведены в табл. 2, кроме известных параметров, $\delta U_n = 1 - (V_n/V_0)^2$ – относительная доля энергии фрагментов, выделившейся в атмосфере («перекачка» в атмосферу кинетической энергии фрагментов) и R_n – радиус разлета фрагментов по окончании фрагментации.

Как видим, результаты фрагментации каждого из тел слабо зависят от его геометрии. Это относится к количеству актов фрагментации, их высотам, скоростям и энерговыделениям. Значит, можно ожидать, что полученные данные будут справедливы и для МКТ промежуточных форм.

Итак, фрагментация сферического или прямоугольного МКТ начинается практически без потери скорости еще в мезосфере, на высотах $z_1 \sim 76$ или ~ 77 км (астероид) и ~ 64 или ~ 66 км (осколок), включает соответственно $n = 43$ и 28–30 актов и завершается в стратосфере на высотах $z_n \sim 34$ или 36 км и ~ 35 –37 или ~ 37 –38 км. При этом размеры фрагментов сильно уменьшаются: у астероида – на 5 порядков (до $D_n \sim 7$ см или $L_n \sim 6$ см, в количестве $\sim 10^{12}$ шт.) и у осколка – на 2–3 порядка ($D_n \sim 8$ –12 или $L_n \sim 6$ –10 см, в количестве $\sim 10^8$ – 10^9 шт.), а маршевые скорости уменьшаются до $V_n \sim 25$ км/с (астероид) и ~ 26 км/с (осколок), т. е. всего на ~ 17 и 13 % соответственно, что указывает на относительно малые потери энергии при фрагментации. При этом меньшие высоты фрагментации осколка и количество ее актов, чем то же у астероида, обусловлены относительно большими размерами и соответственно меньшей прочностью последнего². Что же касается скоростей и радиусов разлета ($V_{\eta n}$ и R_n), то они обусловлены различием АД качества тел разной формы, поэтому на момент окончания фрагментации у сферических фрагментов они несколько больше (соответственно на ~ 31 и 42–48 %), чем у прямоугольных. Разумеется, эта тенденция сохраняется до рассеяния на грунте.

Однако следует отметить, что на стадии фрагментации значения $2R_n$ мизерны по сравнению с размерами родительских тел: $\sim (2 \div 4) \cdot 10^{-3}$ % (астероид) и $\sim (3 \div 6) \cdot 10^{-2}$ % (осколок), т. е. фрагменты движутся роом, практически не разлетаясь, и основной разлет их происходит на финишном участке снижения до удара в грунт, т. е. при $z_n > z \geq 0$ или ($x_n > x \geq 0$).

При этом, поскольку принято, что $V_{\eta n} = \text{const}$, то в момент падения на грунт значение радиуса разлета фрагментов (R_{fin}) можно оценить по формуле, следующей из формулы (28) при $k = n$:

$$R_{fin} = R_{\eta n} + V_{\eta n} t_{fin}, \quad (29)$$

т. е. при этом важным параметром является время движения фрагментов t_{fin} , зависящее от их маршевой скорости, уже не определяемой на данном этапе по формуле (25) при $k = n$.

¹ В работах [5–7] рассматривалось рассеяние тела в форме параллелепипеда.

² Это явление известно из механики хрупкого разрушения как сильный масштабный эффект энергетической природы.

Расчетные результаты фрагментации астероида типа Икар и его осколка

Форма*	V_1 , м/с	z_1 , км	n	m	V_n , м/с	z_n , км	Λ_n , м	ξ_{fr} , км	t_{fr} , км	δU_n , %	$V_{\eta n}$, м/с	R_n , км
Астероид (сфера с $D_0 = 1500$ м или параллелепипед с $L_0 = 1210$ м)												
С	30000,0	75,8	43	$8,80 \cdot 10^{12}$	25315,2	34,2	0,073	41,6	1,40	28,8	80,0	0,030
П	30000,0	77,5	43	$8,80 \cdot 10^{12}$	25051,5	35,8	0,059	41,7	1,41	30,3	60,9	0,021
Осколок астероида (сфера с $D_0 = 80$ м или параллелепипед с $L_0 = 64,5$ м)												
С	29999,7	64,0	30	$1,07 \cdot 10^9$	26264,5	35,1	0,078	28,9	0,98	23,3	77,6	0,027
П	29999,7	65,7	30	$1,07 \cdot 10^9$	26101,1	36,7	0,063	29,0	0,98	24,3	59,1	0,019
С	29999,6	64,0	29	$5,37 \cdot 10^8$	26264,4	36,0	0,098	39,6	1,34	23,3	73,1	0,036
П	29999,6	65,7	29	$5,37 \cdot 10^8$	26101,0	37,6	0,079	39,7	1,35	24,3	55,7	0,025
С	29999,4	64,0	28	$2,68 \cdot 10^8$	26264,3	37,0	0,124	54,2	1,83	23,3	68,9	0,049
П	29999,4	65,7	28	$2,68 \cdot 10^8$	26100,9	38,5	0,100	54,4	1,84	24,3	52,5	0,033

* С – сфера; П – параллелепипед.

Методика оценки промежутков времени между актами фрагментации, где скорости гиперзвуковые и для их определения справедлива формула (25), подробно изложена в работах [5–7] и использована при составлении табл. 2. Однако поскольку фрагментация заканчивается еще в стратосфере (на высоте свыше 30 км), то впоследствии на финишном участке траектории скорость, определяемая (25) при $k = n$, может из-за АДС снизиться до звуковой и менее. Тогда АДС существенно уменьшится (почти до уровня гравитационной силы), и использование формулы (25), полученной на основе (18), т. е. без учета влияния гравитации, будет некорректно. В самом деле, согласно формуле (25), при $k = n$ на финишном участке траектории расчетная скорость снижения фрагментов упала бы до нуля на высоте ~ 4 км (астероид) или ~ 3 км (осколок), где они и "повисли" бы. Ясно, что это нереально, так как по мере уменьшения скорости АДС слабеет и влияние гравитации усиливается. При внедрении МКТ в атмосферу под острым углом это приводит к постепенному искривлению траектории ξ вниз, т. е. к увеличению α , и стабилизирует скорость на ненулевом уровне вплоть до удара в грунт (известный "парашютный эффект"). Поэтому в отличие от формулы (18) для финишного участка траектории уравнение движения n -го фрагмента должно учитывать силу гравитации, т. е. иметь вид

$$M_n dV/dt = M_n g \sin a - 0,5 C_{\xi} \rho_a S_{M_n} V^2, \quad (30)$$

где (для сферы или параллелепипеда) $M_n = \pi \rho_b D_n^3 / 6$ или $\rho_b L_n^3$ и $S_{M_n} = \pi D_n^2 / 4$ или $2^{1/3} L_n^2$ – соответственно масса и площадь миделя фрагмента по окончании фрагментации. При ρ_a , меняющейся по закону (17), уравнение (30) не имеет аналитического решения в конечном виде. Для численного решения авторами принята простейшая разностная схема: финишный участок $x_n > x > 0$ делится на s интервалов $\delta x_s |x_s - x_{s-1}| (x_s < x_{s-1})$, достаточно малых, чтобы при-

нять в каждом из них постоянную плотность, равную среднеинтегральной

$$\rho_{as} = \frac{\rho_0}{\delta x_s} \int_{x_{s-1}}^{x_s} \exp(-x) dx = \frac{\rho_0}{\delta x_s} [\exp(-x_s) - \exp(-x_{s-1})], \quad (31)$$

так что формула (30) преобразуется в уравнение в конечных разностях вида

$$M_n dV/dt = M_n g \sin \alpha_{s-1} - 0,5 C_{\xi} \rho_{as} S_{M_n} V^2. \quad (32)$$

Его решение дает формулы для оценки в конце этого интервала скорости (V_s) и времени перемещения (t_s)

$$V_s \approx \sqrt{\alpha_s^2 + (V_{s-1}^2 - \alpha_s^2) \exp(-2A_{ns-1} \delta x_s)}$$

$$\text{и } t_s \approx \frac{H}{2\alpha_s A_{ns-1} \sin \alpha_{s-1}} \ln \left[\frac{(u_0 - b_s)(u_s + b_s)}{(u_0 + b_s)(u_s - b_s)} \right],$$

где $A_{ns-1} = \frac{\beta C_{\xi}}{\sin \alpha_{s-1}} \frac{\rho_{as}}{\rho_b} \frac{H}{\lambda_n}$, $\beta = 0,75$ и $\lambda = D_n$ (сфера) или $0,51$ и L_n (параллелепипед),

$$\alpha_s^2 = gH / A_{ns-1}, \quad b_s^2 = \alpha_s^2 / (V_{s-1}^2 - \alpha_s^2), \quad u_0 = \sqrt{b_s^2 + 1},$$

$$u_s = \sqrt{b_s^2 + \exp(-2A_{ns-1} \delta x_s)}.$$

Предполагая участок траектории в данном интервале прямолинейным, имеем угол его наклона $\alpha_s \approx \arcsin(H \delta x_s / V_s t_s)$.

По расчетам, при начальных $\alpha = 45^\circ$ и 30° движение фрагментов переходит в вертикальное падение на высотах ~ 26 и 22 км (сфера) или ~ 28 и 24 км (параллелепипед). Время движения фрагментов на финишном участке снижения составит $t_{fin} = \sum_s t_s$ и диа-

метр поля рассеяния фрагментов при ударе в грунт $D_{imp} \approx 2(R_{\eta n} + V_{\eta n} t_{fin})$.

Расчетные результаты рассеяния на грунте фрагментов астероида типа Икар или его осколка

α°	Форма*	t_{fin} , с (мин)	ξ_{fin} , км	V_{imp} , м/с	D_{imp} , км	S_{imp} , км ²	U_{imp} , т ТЭ
Астероид							
90	С	185,2 (3,1)	34,2	51,4	29,7	$6,93 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^6$
	П	223,5 (3,7)	35,8	44,7	27,3	$5,85 \cdot 10^2$	$0,81 \cdot 10^6$
Осколок							
90	С	176,2 (2,9)	35,8	53,2	27,4	$5,90 \cdot 10^2$	316
	П	212,8 (3,5)	38,6	47,2	25,2	$4,99 \cdot 10^2$	249
45	С	147,0 (2,4)	39,8	59,7	21,6	$3,66 \cdot 10^3$	398
	П	180,6 (3,0)	41,3	52,8	20,2	$3,20 \cdot 10^3$	312
30	С	123,1 (2,0)	47,6	67,3	17,0	$2,27 \cdot 10^3$	506
	П	152,9 (2,5)	49,2	59,6	16,1	$2,04 \cdot 10^4$	397

* С – сфера; П – параллелепипед.

Результаты расчетов, приведенные в табл. 3, показывают следующее. На финишном участке снижения (до удара в грунт), составляющем в зависимости от угла наклона траектории от ~ 34 до ~ 50 км, фрагменты МКТ подвергаются мощному АДС, резко тормозящему их движение в течение от ~ 2 до ~ 4 мин. При этом они разлетаются на ~ 16 – 30 км, и скорость их падает на 3 порядка – до V_{imp} , равной нескольким десяткам м/с, т. е. они теряют практически всю кинетическую энергию – такова эффективность АДС на этой стадии. Тем не менее взрыв при синхронном ударе фрагментов в грунт остается губельно опасным: его мощность у фрагментов астероида $\sim 0,8$ – 1 Мт и у фрагментов осколка ~ 250 – 500 т ТЭ, распределенных по площадям соответственно $\sim (6 \div 7) \cdot 10^2$ км² и $5 \cdot 10^2$ – $2 \cdot 10^4$ км², т. е. практически покрывающих территорию города средних размеров. Таким образом, как и следовало ожидать, предварительное ЯВ-разрушение астероида приводит к существенному снижению (в ~ 2 – 4 тыс. раз) мощности удара его фрагментов по Земле.

Суммируем результаты. Проведены оценки энерговыделения ядерного взрыва на поверхности МКТ, необходимого для отклонения его траектории или фрагментации на осколки. Рассмотрены два возможных сценария перехвата. В первом варианте орбита метеороида заранее известна и его обнаружение не является неожиданным. Действия по перехвату могут быть предприняты заблаговременно. В этом случае требуемое для коррекции его траектории энерговыделение сравнительно невелико. Так для отклонения траектории астероида Икар радиусом ~ 1 км (обладающего кинетической энергией $\sim 10^6$ Мт ТЭ, которая выделилась бы при его падении на Землю) на расстояние двух радиусов Земли при перехвате за время одного периода его обращения вокруг Солнца (около года) достаточно энерговыделения ~ 10 Мт ТЭ.

Более сложным является перехват в случае ограниченного ресурса времени. Оценки показывают, что

для отклонения траектории МКТ радиусом 10, 100, 1000 м на расстояние двух радиусов Земли необходимо энерговыделение $\sim 0,1$; 11 и $1,1 \cdot 10^3$ Мт ТЭ соответственно.

В связи с тем, что на разрушение МКТ идет незначительная часть энергии взрыва, отклонение траектории астероида как целого объекта оказывается невозможным без его разрушения. Так при взрыве на поверхности МКТ (типа Икар) он распадается на $2 \cdot 10^4$ фрагментов среднего радиуса ~ 40 м, движущихся в сторону Земли в полости конуса с углом при вершине $\sim 10^{-3}$ рад. С большой вероятностью в атмосферу Земли войдут 3–4 осколка. Оценки показали, что их фрагментация начинается на высотах ~ 64 – 66 км и после 28–30 актов завершается на высотах ~ 35 – 38 км. При этом размеры фрагментов сильно уменьшаются и достигают 8–12 см в количестве 10^8 – 10^9 шт., покрывая территорию города средних размеров.

Необходимо, однако, помнить, что немаловажную роль может сыграть абляция, которой мы на стадии фрагментации пренебрегли. Поэтому не исключено, что после фрагментации осколков до сантиметровых размеров в стратосфере они, продолжая движение с гиперзвуковой скоростью, вполне могут сгореть в нижних слоях атмосферы. В этом случае их энергия рассеется в воздушном пространстве и грунт подвергнется лишь воздействию воздушной ударной волны вряд ли опасной для Земли.

Список литературы

1. Заграфов В. Г., Шаненко А. К. Использование ядерных взрывов для перехвата опасных космических объектов // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 4.
2. Багров А. В., Микишин М. А., Рышлова Л. В., Смирнов М. А. Оценка возможности раннего обнаружения опасных космических объектов наземными оптиче-

скими средствами с целью предотвращения их столкновения с Землей // Тез. докл. Ч. 1. Межд. конф. "Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)", 26–30 сентября 1994 г. Снежинск (Челябинск-70). С. 80.

3. Grady D. E. Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 322–325.

4. Glenn L. A., Chudnovsky A. Strain-energy effects on fragmentation // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59(4). P. 1379–1380.

5. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Хрупкие разрушения метеороидов в атмосферах планет. Монография. Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2006.

6. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Модель рассеяния фрагментов малого космического тела в атмосфере планеты // Докл. АН. 2004. Т. 398, № 6. С. 759–763.

7. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Модель распада и рассеяния фрагментов малого космического тела в атмосфере планеты // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 3. С. 121–132.

Статья поступила в редакцию 07.09.2009