

УДК 550.348.425.4

## СЕЙСМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОНТАКТНОГО ВЗРЫВА И ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА

Н. И. Шишкин

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, 456770 Снежинск  
E-mail: sva@sva.ch70.chel.su

Приведена оценка сейсмической энергии, передаваемой в упругое полупространство при контактном взрыве и при ударе метеорита о планету. Получены значения сейсмической эффективности взрыва и удара — отношения энергии генерируемых сейсмических волн к энергии взрыва либо к кинетической энергии метеорита. В случае контактнoго взрыва это отношение находится в диапазоне  $10^{-4} \div 10^{-3}$ . В случае крупномасштабного ударного воздействия, при котором кратер в коре планеты образуется в гравитационном режиме, получена формула, связывающая сейсмическую эффективность удара с определяющими его параметрами.

Ключевые слова: контактный взрыв, удар, сейсмическая эффективность.

**Введение.** Оценка сейсмической энергии, передаваемой среде при подземных взрывах и ударах космических тел о Землю, важна для прогноза сейсмического воздействия на инженерные сооружения, биоту, земную кору и планету в целом.

Энергия сейсмического движения при подземном ядерном взрыве определена в работе [1], в которой показано, что сейсмическая эффективность (СЭ)  $k_s \equiv E_s/E_0$  ( $E_s$  — энергия сейсмических волн;  $E_0$  — энергия взрыва) имеет следующие значения: в аллювии — 0,1 %, в туфе — 1,2 %, в каменной соли — 4,9 %, в граните — 3,7 %. Эти данные получены для достаточно больших глубин заложения зарядов. При уменьшении глубины заложения значение  $k_s$  возрастает. Как показано в [2], уменьшение глубины заложения приводит к увеличению СЭ до значения, близкого к 10 %.

Сейсмическая эффективность высокоскоростного удара оценивалась в работах [3–8]. Из указанных работ следует, что оценка величины  $k_s$  выполнена с большой неопределенностью ( $k_s = E_s/E_0 = 10^{-6} \div 10^{-2}$ , где  $E_0$  — кинетическая энергия). Неясна также зависимость ее от параметров, определяющих сейсмический эффект удара. Значение  $k_s$  контактнoго взрыва неизвестно.

Целью данной работы является получение функциональной зависимости сейсмической эффективности от определяющих параметров в случаях контактнoго взрыва и высокоскоростного удара.

**1. Камуфлетный взрыв.** Для описания сейсмического эффекта камуфлетного подземного взрыва в скальной породе использовалась модель Хаскелла [1]. Излучаемая при взрыве продольная  $P$ -волна характеризуется потенциалом  $\varphi(t, r)$  поля смещений  $u(t, r)$  следующего вида:

$$u(t, r) = \frac{\partial \varphi(t, r)}{\partial r}, \quad \varphi(t, r) = -\frac{\Phi(\infty)}{r} f(\tau), \quad \tau = \frac{1}{t_0} \left( t - \frac{r}{c_P} \right),$$

$$f(\tau) = 1 - e^{-\tau} (1 + \tau + \tau^2/2 + \tau^3/6 - B\tau^4). \quad (1.1)$$

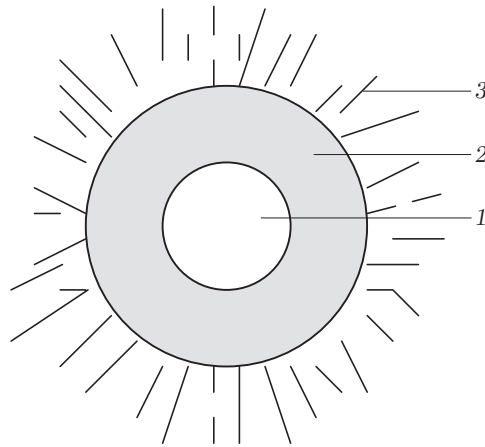


Рис. 1. Схема разрушения скальной породы при камуфлетном взрыве (по В. Н. Родионову [9]):

1 — камуфлетная полость; 2 — зона дробления; 3 — зона радиальных трещин

Здесь  $t$  — время, отсчитываемое с момента взрыва;  $r$  — расстояние от центра взрыва;  $c_P$  — скорость распространения продольных волн;  $f(\tau)$  — функция источника, эквивалентного взрыву по излучаемой  $P$ -волне. Соотношение (1.1) содержит три свободных параметра:  $t_0$ ,  $\Phi(\infty)$ ,  $B$ , которые подбираются из эксперимента. Физическая интерпретация этих параметров заключается в следующем. Параметр  $t_0$  определяет временной масштаб сейсмического движения. При этом характерная длина, определяющая размеры сейсмического источника (очага взрыва)  $c_P t_0$ , приблизительно равна радиусу зоны дробления породы, окружающей центральную область взрыва (рис. 1). В случае глубокого заложения  $c_P t_0 \approx r_e$  ( $r_e$  — упругий радиус очага взрыва). При неглубоком заложении упругий радиус близок к радиусу зоны радиальных трещин [9].

Параметр  $\Phi(\infty)$  с точностью до множителя  $4\pi$  равен объему, вытесняемому в область упругих деформаций среды:

$$V_\infty = 4\pi\Phi(\infty) \quad (1.2)$$

( $V_\infty$  — вытесняемый объем). В тех случаях, когда отсутствует зона радиальных трещин (взрывы глубокого заложения) и можно не учитывать уплотнение и разрыхление породы в очаге взрыва, объем  $V_\infty$  равен объему камуфлетной полости:

$$V_\infty \approx (4/3)\pi r_\Pi^3 \quad (1.3)$$

( $r_\Pi$  — радиус камуфлетной полости). Из (1.2) и (1.3) следует приближенное соотношение  $\Phi(\infty) \approx r_\Pi^3/3$ . Радиус камуфлетной полости можно найти по известным эмпирическим формулам, приведенным в работах [10, 11].

Параметр  $B$  ( $0 \leq B < 0,5$ ) зависит от свойств среды взрыва (плотности, пористости, водонасыщенности, литостатического давления и др.). В рамках упругой модели этот параметр является функцией лишь коэффициента Пуассона  $\nu$ . Между  $B$  и  $\nu$  имеется слабая корреляционная связь. В грубом приближении можно полагать  $B \approx \nu$ .

Источник (1.1) создает поля смещений и напряжений, описываемые формулами

$$\begin{aligned} \frac{u}{c_P t_0} &= \varkappa \left( \frac{f(\tau)}{R^2} + \frac{f'(\tau)}{R} \right), & \frac{\sigma_{rr}}{\rho c_P^2} &= -\varkappa \left( 4\gamma^2 \frac{f(\tau)}{R^3} + 4\gamma^2 \frac{f'(\tau)}{R^2} + \frac{f''(\tau)}{R} \right), \\ \frac{\sigma_{\theta\theta}}{\rho c_P^2} &= \frac{\sigma_{\varphi\varphi}}{\rho c_P^2} = \varkappa \left( 2\gamma^2 \frac{f(\tau)}{R^3} + 2\gamma^2 \frac{f'(\tau)}{R^2} - (1 - 2\gamma^2) \frac{f''(\tau)}{R} \right), \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{2\rho c_P^2} = -\varkappa \left( 3\gamma^2 \frac{f(\tau)}{R^3} + 3\gamma^2 \frac{f'(\tau)}{R^2} + \gamma^2 \frac{f''(\tau)}{R} \right),$$

где  $\sigma_{ik}$  — компоненты тензора напряжений;  $R \equiv r/(c_P t_0)$ ;  $\gamma = c_S/c_P$ ;  $c_S$  — скорость распространения поперечных волн,

$$\varkappa \equiv \Phi(\infty)/(c_P t_0)^3. \quad (1.5)$$

Далее потребуются формулы, описывающие остаточные смещения и напряжения, возникающие в окрестности очага после излучения  $P$ -волны. Эти формулы следуют из (1.4) при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\frac{u}{c_P t_0} = \frac{\varkappa}{R^2}, \quad \frac{\sigma_{rr}}{\rho c_P^2} = -\frac{4\gamma^2 \varkappa}{R^3}, \quad \frac{\sigma_{\theta\theta}}{\rho c_P^2} = \frac{2\gamma^2 \varkappa}{R^3}, \quad \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{2\rho c_P^2} = -\frac{3\gamma^2 \varkappa}{R^3}. \quad (1.6)$$

Энергия излучаемой  $P$ -волны определяется формулой, полученной в [1]:

$$E_s = \pi \alpha(B) \varkappa \rho c_P^2 \Phi(\infty), \quad \alpha(B) = (5 + 3(1 + 24B)^2)/64. \quad (1.7)$$

Если ввести сейсмический момент взрыва  $M_0 \equiv 4\pi \rho c_P^2 \Phi(\infty)$ , то соотношение (1.7) можно представить в виде

$$E_s/M_0 = (1/4)\alpha(B)\varkappa. \quad (1.8)$$

Значение параметра  $B$  определено в [1] для взрывов в четырех горных породах: в аллювии  $B = 0,49$ , в туфе  $B = 0,05$ , в каменной соли  $B = 0,17$ , в граните  $B = 0,24$ . Параметр  $B$  зависит не только от свойств породы, но и от глубины заложения. При уменьшении глубины заложения параметр  $B$  увеличивается. Оценка значений  $B$ , выполненная в [2] при малых камуфлетных глубинах заложения, показала, что для прочных горных пород  $B \approx 0,3$ . Ограничиваясь рассмотрением сильных эффектов взрыва и удара в земной коре или в коре другой планеты, будем считать кору планет горной породой, близкой по свойствам к граниту. В этом случае  $\alpha(B)/4 \approx 0,75$  и формула (1.8) принимает вид

$$E_s/M_0 = 0,75\varkappa. \quad (1.9)$$

Параметр  $\varkappa$  (через  $\Phi(\infty)$ ) связан с вытесняемым объемом  $V_\infty$ , который определяется произведением площади  $S_1$  поверхности зоны дробления  $S$  и величины остаточного смещения  $u_\infty$  точек этой поверхности:

$$V_\infty = S_1 u_\infty = 4\pi r_e^2 u_\infty.$$

Здесь  $r_e$  — радиус поверхности  $S$  (“упругий радиус”). Остаточное смещение  $u_\infty$  в соответствии с (1.5), (1.6) определяется формулой

$$u_\infty = \Phi(\infty)/r_e^2. \quad (1.10)$$

Если разрушение происходит вследствие сдвиговых деформаций, то на границе  $r = r_e$  должно выполняться условие

$$\sigma_s = |(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})/2|_{r=r_e} = 3\gamma^2 \varkappa \rho c_P^2 (c_P t_0/r_e)^3, \quad (1.11)$$

где  $\sigma_s$  — сдвиговая прочность породы. Исключая  $\varkappa$  из (1.5), (1.10) и (1.11), получим

$$u_\infty = \sigma_s r_e / (3\gamma^2 \rho c_P^2). \quad (1.12)$$

Из определения параметра  $\varkappa$  и формулы (1.11) следует

$$\varkappa = \frac{\sigma_s}{3\mu} \left( \frac{r_e}{c_P t_0} \right)^3.$$

Поскольку величины  $r_e$  и  $c_P t_0$  близки, то, считая их отношение равным единице, получаем

$$\varkappa = \frac{\sigma_s}{3\mu} = \frac{\sigma_s}{3\gamma^2 \rho c_P^2} \approx \frac{\sigma_s}{\rho c_P^2}, \quad (1.13)$$

так как для прочных горных пород  $3\gamma^2 \approx 1$ . Таким образом, параметр  $\varkappa$  приближенно равен отношению сдвиговой прочности породы к ее адиабатической жесткости.

Используя формулы (1.2), (1.3) и (1.5), можно показать, что между радиусами камуфлетной полости и области дробления породы имеется зависимость

$$r_{\Pi} = \left( \frac{3\sigma_s}{\rho c_P^2} \right)^{1/3} r_e,$$

близкая к аналогичной зависимости, полученной в [9] несколько иным путем.

С учетом (1.13) формула (1.8) принимает вид

$$E_s/M_0 = 0,54\sigma_s/(2\mu). \quad (1.14)$$

Зависимость (1.14) совпадает с аналогичной зависимостью между сейсмической энергией и сейсмическим моментом, полученной в теории очага землетрясения [12]:

$$E_s/M_0 = \sigma_s/(2\mu).$$

Несмотря на то что условия в очаге землетрясения и очаге взрыва существенно различаются, функциональная связь между сейсмической энергией и сейсмическим моментом в обоих случаях одинакова:

$$E_s/M_0 = c\sigma_s/\mu$$

( $c = 0,5$  для землетрясения,  $c = 0,27$  для взрыва). Это соотношение зависит лишь от относительной сдвиговой прочности породы, что свидетельствует о сходстве механизмов генерации сейсмических волн при взрыве и землетрясении: сброс упругих напряжений путем сдвигового разрушения среды в очаге.

Сейсмическую энергию взрыва можно представить в виде

$$E_s = 0,75\sigma_s u_{\infty} S_1. \quad (1.15)$$

Произведение  $\sigma_s u_{\infty} S_1 = \sigma_s V_{\infty}$  есть работа сил прочности по образованию вытесняемого объема. Часть этой работы трансформируется в энергию сейсмических волн. Оставшаяся часть преобразуется в потенциальную энергию упругодеформированной породы в окрестности зоны дробления.

Из (1.15) следует, что энергию сейсмических волн можно рассчитать, если известны прочность породы, площадь и остаточное смещение упругопластической границы.

Из (1.12) и (1.15) следует, что СЭ камуфлетного взрыва можно представить в виде

$$k_s = 0,75\rho c_P^2 (\sigma_s/\mu)^2 \alpha_e^3, \quad (1.16)$$

где  $\alpha_e = r_e E_0^{-1/3}$  — удельный радиус очага взрыва.

В качестве примера оценим СЭ камуфлетного взрыва в граните. Параметры гранита взяты из [1]:  $\rho = 2670$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_P = 4,8 \cdot 10^3$  м/с;  $c_S = 0,6c_P$ ;  $\mu = \rho c_S^2 = 2,2 \cdot 10^{10}$  Па. Сдвиговую прочность гранита будем оценивать значением  $\sigma_s = (0,5 \div 1,0) \cdot 10^8$  Па. Значения упругого удельного радиуса очага взрыва и удельного приведенного потенциала принимаются такими же, как в [13]:  $\alpha_e = 68$  м/кг<sup>1/3</sup> =  $4,2 \cdot 10^{-3}$  м/Дж<sup>1/3</sup>,  $\Phi(\infty) = 440$  м<sup>3</sup>/кг =  $1,1 \cdot 10^{-10}$  м<sup>3</sup>/Дж. В результате получаем  $k_s \approx (2 \div 10) \cdot 10^{-2}$ , что не противоречит оценке [1].

**2. Сейсмическая эффективность контактного взрыва.** Из вышеизложенного следует, что СЭ взрыва определяется параметрами с размерностью объема: приведенным потенциалом  $\Phi(\infty)$ , вытесняемым объемом  $V_\infty = 4\pi\Phi(\infty)$ , объемом разрушенной среды  $V_* = (4/3)\pi r_e^3 \approx (4/3)\pi(cpt_0)^3$ .

Сейсмическая эффективность землетрясения определяется перемещаемым объемом  $V_1 = uS_1$  ( $u$  — среднее смещение вдоль поверхности разлома  $S$ ). Величина каждого из перечисленных объемов пропорциональна сейсмической энергии, передаваемой источником окружающей упругой среде.

Сейсмическую эффективность контактного взрыва можно оценить также по значениям указанных выше объемов путем сравнения их с соответствующими объемами камуфлетного взрыва.

Введем в рассмотрение круговую цилиндрическую систему координат  $Orz\theta$  с осью  $r$ , направленной вдоль свободной поверхности, и осью  $z$ , направленной вниз. Начало координат совместим с центром взрыва. Вследствие предполагаемой осевой симметрии движение не зависит от угловой координаты  $\theta$ . При взрыве образуются кратер выброса и примыкающая к нему зона раздробленной породы (рис. 2).

Как показано в [14], разрушение в месте взрыва распространяется на глубину  $z = 2r_1$  ( $r_1$  — радиус разрушения вдоль свободной поверхности). Из [15] следует, что граница области разрушений  $S$  имеет овальную форму, близкую к форме поверхности половины эллипсоида вращения, вытянутого вдоль оси  $z$ . Аппроксимируем поверхность  $S$  поверхностью эллипсоида вращения с полуосями  $a = 2r_1$ ,  $b = r_1$ . Расстояние  $r = r_1$  от центра взрыва до границы разрушения вдоль свободной поверхности примем равным радиусу кратера выброса. Из эксперимента [9] следует, что  $r_1 \approx (20 \div 22) \text{ м/кг}^{1/3} \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м/Дж}^{1/3}$ . Площадь поверхности  $S$  равна

$$S_1 = \pi ab \left( \sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon} \right) = 2\pi r_1^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{2\pi}{3\sqrt{3}} \right) = 10,7r_1^2, \quad (2.1)$$

где  $\varepsilon = \sqrt{(a^2 - b^2)/a^2} = \sqrt{3}/2$  — эксцентриситет эллипса;  $\arcsin \varepsilon = \pi/3$ . Объем области разрушения равен

$$V_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{4}{3} \pi ab^2 \right) \approx 4r_1^3.$$

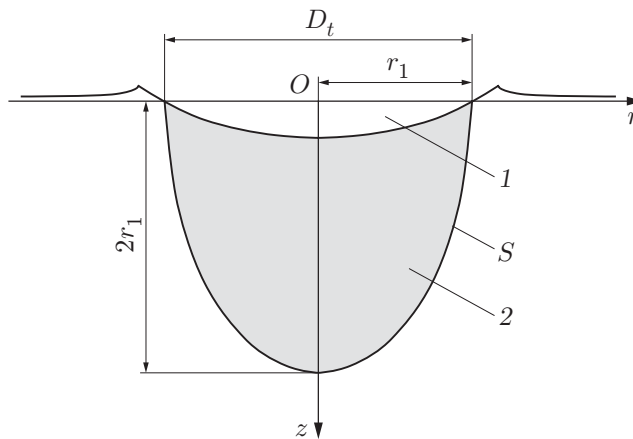


Рис. 2. Конфигурация зоны разрушения при контактном взрыве: 1 — кратер; 2 — зона дробления

При  $r_1 = 21 \text{ м/кТ}^{1/3}$  получаем  $S_1 = 4,7 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кТ}^{2/3} = 4 \text{ м}^2/\text{Дж}^{2/3}$ ,  $V_1 = 3,7 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кТ} \approx 10^{-8} \text{ м}^3/\text{Дж}$ . Для вычисления вытесняемого объема  $V_\infty = uS_1$  в качестве среднего смещения выберем величину

$$u = \sigma_s r_1 / (3\mu). \quad (2.2)$$

Здесь  $r_1$  — средний радиус поверхности  $S$  (величина, близкая к среднему радиусу объема  $V_1$ ). В результате получаем  $V_\infty = 3,6(\sigma_s/\mu)r_1^3 E_0$ ,  $E_s = \rho c_P^2 (\sigma_s/\mu)^2 r_1^3 E_0$  и

$$k_s = \rho c_P^2 (\sigma_s/\mu)^2 r_1^3. \quad (2.3)$$

Сравним СЭ контактного (2.3) и камуфлетного (1.16) взрывов при  $r_1 = 21 \text{ м/кТ}^{1/3}$ ,  $\alpha_e = 68 \text{ м/кТ}^{1/3}$ . Их отношение приближенно равно  $3 \cdot 10^{-2}$ . Если СЭ камуфлетного взрыва в граните  $k_s \approx (2 \div 10) \cdot 10^{-2}$ , то аналогичная величина для контактного взрыва  $k_s \approx (0,7 \div 3,0) \cdot 10^{-3}$ .

**3. Сейсмическая эффективность высокоскоростного удара.** Оценку СЭ высокоскоростного удара метеорита о планету можно выполнить аналогично тому, как это сделано в случае контактного взрыва. При ударе, как и при взрыве, образуется кратер выброса и кора под кратером разрушается, дробится. Диаметр зоны разрушения вдоль свободной поверхности приблизительно равен диаметру кратера, но разрушение распространяется на большую глубину, чем при взрыве. При взрыве разрушение достигает глубины, равной диаметру кратера, а при ударе — глубины, большей глубины проникновения ударника  $\Delta l \approx L\sqrt{\rho_p/\rho_t}$  ( $L$  — диаметр тела-ударника;  $\rho_p$  — его плотность;  $\rho_t$  — плотность коры) [8]. Диаметр кратера приблизительно в пять раз больше диаметра ударника, поэтому  $L \approx 0,2D_t$ , а расстояние до нижней границы зоны дробления (рис. 3) равно

$$r_2 = D_t(1 + 0,2\sqrt{\rho_p/\rho_t}).$$

Здесь  $D_t$  — диаметр переходного кратера, т. е. диаметр кратера в конце процесса экскавации (выброса) пород мишени (видимый диаметр, измеряемый на уровне исходной поверхности мишени).

Конфигурацию области разрушения, как и в случае контактного взрыва, аппроксимируем полуэллипсоидом вращения с полуосями  $a = D_t(1 + 0,2\sqrt{\rho_p/\rho_t})$ ,  $b = 0,5D_t$ .

Как известно, формирование ударного кратера достаточно большого размера происходит в так называемом гравитационном режиме, при котором размеры кратера определяются в основном силой тяжести на поверхности планеты (гравитационный режим

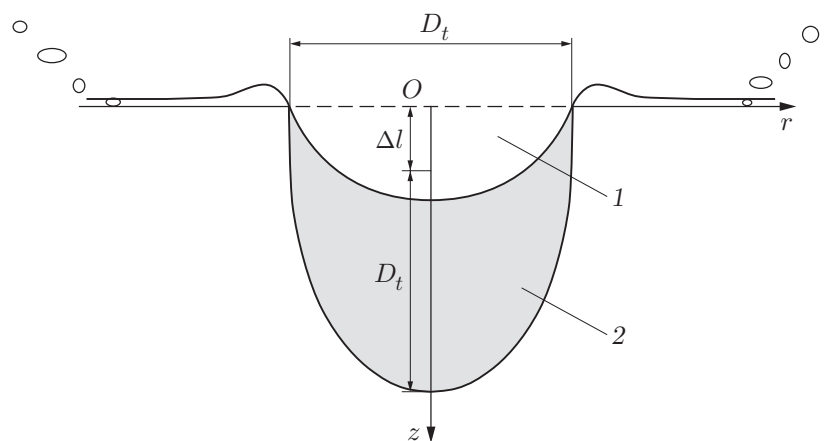


Рис. 3. Конфигурация зоны разрушения при ударе:  
1 — переходный кратер; 2 — зона дробления

образования ударного кратера на Земле реализуется при  $D_t \geq 3$  км, а на Луне — при  $D_t \geq 20$  км) [8]. В этом случае при постоянном значении отношения  $\rho_p/\rho_t$  величина  $D_t$  определяется только безразмерным параметром  $1,61gL/v_i^2$ :

$$D_t = C(m/\rho_t)^{1/3}(1,61gL/v_i^2)^{-\beta}. \quad (3.1)$$

Здесь  $m$ ,  $v_t$  — масса и скорость ударника;  $g$  — ускорение свободного падения на поверхности планеты;  $C$ ,  $\beta$  — постоянные, определяемые из эксперимента. Если материал мишени — прочная скальная порода, то  $C = 1,6$ ,  $\beta = 0,22$  [8].

Подставляя (3.1) в (2.1), получим площадь поверхности границы дробления

$$S_1 = \frac{\pi}{2} \left(1 + 0,2\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_t}}\right) D_t^2 \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon}\right).$$

Смещение точек границы оценим, как и при взрыве, по формуле (2.2):

$$u = \sigma_s r_1 / (3\mu), \quad r_1 = (S_1/\pi)^{1/2}.$$

Затем находим вытесняемый объем  $V_\infty = uS_1$ , сейсмический момент удара  $M_0 = \rho c_P^2 u S_1$  и сейсмическую энергию  $E_s = 0,75\sigma_s u S_1$ .

Сейсмическая эффективность удара определяется соотношением

$$k_s = \frac{2E_s}{mv_i^2} = C_1 \eta \left(1 + 0,2\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_t}}\right) \left(\frac{\sigma_s}{\mu}\right)^2 \frac{\text{Fr}^{0,66}}{M_i^2}, \quad (3.2)$$

где  $C_1 = 1,4$ ;  $\eta = (\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \arcsin(\varepsilon)/\varepsilon)$ ;  $M_i = v_i/c_P$  — аналог числа Маха;  $\text{Fr} = v_i^2/(gL)$  — аналог числа Фруда.

Введем в рассмотрение параметр  $\alpha_t = gL_t/c_P^2$  ( $L_t$  — диаметр планеты-мишени). Тогда формулу (3.2) можно представить в виде

$$\begin{aligned} k_s &= C_1 \eta \left(1 + 0,2\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_t}}\right) \left(\frac{\sigma_s}{\mu}\right)^2 \frac{1}{M_i^{0,68}} \left(\frac{L_t/L}{\alpha_t}\right)^{0,66} \approx \\ &\approx C_1 \eta \left(1 + 0,2\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_t}}\right) \left(\frac{\sigma_s}{\mu}\right)^2 \left(\frac{L_t/L}{\alpha_t M_i}\right)^{2/3}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Из (3.3) следует, что СЭ удара о конкретную планету уменьшается с увеличением скорости соударения и размера тела-ударника по закону  $(M_i L)^{-2/3}$ . Поскольку для планет земной группы число Маха и параметр прочности  $\sigma_s/\mu$  меняются в достаточно узком диапазоне (примерно на один порядок), основное влияние на СЭ удара оказывает размер тела-ударника. Поэтому СЭ удара меняется в очень широком диапазоне. Значения параметра  $\alpha_t$  приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Значения параметра  $\alpha_t = gL_t/c_P^2$  для планет земной группы

Планета	$L_t$ , км	$g$ , м/с <sup>2</sup>	$c_P$ , км/с	$\alpha_t$
Меркурий	4880	3,70	7,35	0,33
Венера	12 100	8,57	6,00	3,00
Земля	12 760	9,81	6,30	3,20
Марс	6800	3,78	6,00	0,71
Луна	3475	1,62	5,00	0,31

Таблица 2  
Сейсмическая эффективность  $k_s$  удара метеорита о Землю

$L$ , км	$L_t/L$	$k_s$	
		$M_i = 1$	$M_i = 12$
1	$1,276 \cdot 10^4$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$0,30 \cdot 10^{-3}$
10	$1,276 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2,90 \cdot 10^{-5}$
100	$1,276 \cdot 10^2$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$0,65 \cdot 10^{-5}$
1000	$1,276 \cdot 10^1$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-6}$

В случае удара каменного метеорита ( $\rho_p/\rho_t \approx 1$ ,  $\varepsilon = 0,97$ ,  $\arcsin \varepsilon = 1,33$ ,  $\eta = 1,65$ ) формула (3.3) упрощается:

$$k_s = 2,8 \left( \frac{\sigma_s}{\mu} \right)^2 \left( \frac{L_t/L}{\alpha_t M_i} \right)^{2/3}. \quad (3.4)$$

Определим СЭ удара метеорита о Землю. Скорости метеоритов, подлетающих к Земле, заключены в интервале от 12 км/с (удар вдогонку) до 72 км/с (встречный удар) [16]. С учетом торможения в атмосфере соответствующие числа Маха могут иметь значения от 1 до 12. Относительная прочность земной коры  $\sigma_s/\mu \approx 10^{-3}$ . В табл. 2 приведены значения СЭ, вычисленные по формуле (3.4) при различных диаметрах метеоритов и предельных значениях числа Маха.

На рис. 4 представлены зависимости  $k_s(L)$  при ударе и взрыве, из которых следует, что СЭ удара метеорита диаметром  $L = 1 \div 50$  км может быть больше, чем при контактном взрыве. Если диаметр метеорита  $L > 50$  км, то СЭ удара его о Землю будет меньше, чем при взрыве.

Выполним оценку СЭ ударного воздействия, способного образовать кратер, равный кратеру Моря Дождей на Луне. Параметры удара рассчитаны в [17]. Железный метеорит диаметром  $L = 35$  км со скоростью  $v_i = 15$  км/с ударяется о поверхность Луны. Вещество коры Луны — габброидный анортзит с параметрами  $\rho_t = 2940$  кг/м<sup>3</sup>,  $g = 1,62$  м/с<sup>2</sup>,  $\alpha_t = gL_t/c_p^2 = 0,31$ ,  $c_p = 5000$  м/с,  $\gamma = c_s/c_p = 0,58$ ,  $\sigma_s/\mu = 2,4 \cdot 10^{-3}$  (последние три параметра — оценка автора). С использованием приведенных выше формул получаем  $k_s = 10^{-3}$ . Сейсмическая эффективность контактного взрыва с энергией, равной кинетической энергии метеорита, имела бы значение  $k_s = 10^{-4} \div 10^{-3}$ .

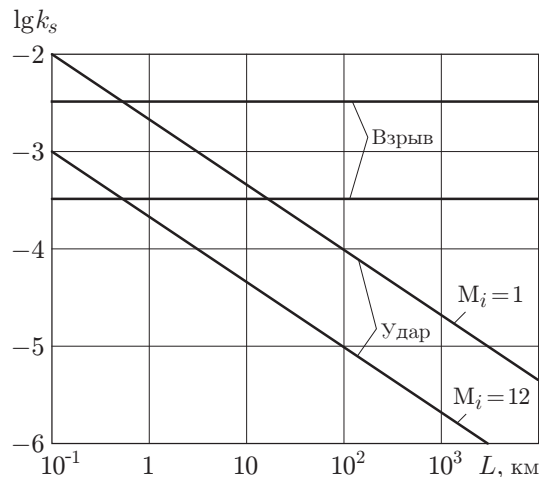


Рис. 4. Сейсмическая эффективность контактного взрыва и удара о кору планеты при  $\sigma_s/\mu = 10^{-3}$



**Заключение.** Сейсмическая эффективность контактного взрыва и удара метеорита о планету зависит от масштаба возникающих разрушений пород коры и объема среды, вытесняемой в область упругих деформаций. Ее значение растет с увеличением прочности вещества коры и уменьшается с ростом размера и скорости метеорита. При относительно слабом ударе его СЭ превышает, а при достаточно сильном ударе оказывается меньше СЭ контактного взрыва сравнимой энергии. Сейсмическая эффективность удара метеорита изменяется в широком диапазоне от значения  $k_s \approx 10^{-2}$  при относительно слабых ударах ( $L/L_t \leq 10^{-5}$ ,  $M_i \approx 1 \div 2$ ) до значения  $k_s \approx 10^{-6}$  ( $L/L_t \geq 10^{-5}$ ,  $M_i \approx 12$ ) при очень сильных ударах.

Уменьшение СЭ удара при увеличении кинетической энергии тела-ударника обусловлено двумя основными факторами: силой тяжести на планете и прочностью коры. При возрастании кинетической энергии вследствие увеличения размеров метеорита увеличивается работа, затрачиваемая в процессе кратерообразующего течения на преодоление силы тяготения. Это приводит к относительному уменьшению диаметра переходного кратера, примыкающей к нему зоны раздробленной породы, остаточных смещений, площади поверхности зоны разрушений, вытесняемого объема и СЭ.

Следует отметить, что проведенные оценки СЭ не являются достаточно точными. При контактном взрыве и ударе генерируются как продольные, так и поперечные волны. Изложенный выше метод оценки СЭ не учитывает вклад поперечных волн. Энергия поперечных волн того же порядка, что и энергия продольных волн. Кроме того, следует учитывать вклад волн, образующихся при падении выбросов на поверхность планеты. Однако удар эжектированной породы о поверхность планеты не может сообщить ей энергию больше сейсмической, сообщаемой ударником. Поэтому увеличение СЭ за счет падения выбросов не может превышать значение, определяемое формулами (3.2) или (3.3). Таким образом, общее увеличение СЭ (с учетом энергии поперечных упругих волн и волн, генерируемых падением выбросов) не должно изменить порядок величины СЭ, оцененной в данной работе.

Автор выражает благодарность В. А. Симоненко за поддержку данной работы и Г. А. Шишкиной за полезные обсуждения и критические замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Haskell N. A.** Analytic approximation for the elastic radiation from a contained underground explosion // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72, N 10. P. 2583–2587.
2. **Симоненко В. А., Шишкин Н. И., Шишкина Г. А.** Движение грунта в волне Рэлея, возникающей при подземном взрыве // *ПМТФ.* 2006. Т. 47, № 4. С. 3–14.
3. **Gault D. E., Heitowit E. D.** The partition of energy for hypervelocity impact craters formed in rock // *Proc. of the 6th Hypervelocity impact symp. Cleveland (Ohio): S. n., 1963. V. 2. P. 419–456.*
4. **McGarr A., Latham G. V., Gault D. E.** Meteoroid impacts as sources of seismicity on the Moon // *J. Geophys. Res.* 1969. V. 74, N 25. P. 5981–5994.
5. **Latham G. V., McDonald W. G., Moore H. J.** Missile impacts as sources of seismic energy on the Moon // *Science.* 1970. V. 168. P. 242–245.
6. **Latham G. V., Ewing M., Dorman J., et al.** Seismic data from man-made impacts on the Moon // *Science.* 1970. V. 170. P. 620–626.
7. **Shultz P. H., Gault D. E.** Seismic effects from major basin formation on the Moon and Mercury // *The Moon.* 1975. V. 12. P. 159–177.
8. **Меллош Г.** Образование ударных кратеров: геологический процесс. М.: Мир, 1994.

9. **Родионов В. Н.** Механический эффект подземного взрыва / В. Н. Родионов, В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко и др. М.: Недра, 1971.
10. **Closmann P. J.** On the prediction of cavity radius produced by an underground explosion // J. Geophys. Res. 1969. V. 74, N 15. P. 3935–3939.
11. **Mueller R. A., Murphy J. R.** Seismic characteristics of underground nuclear detonations. Pt 1. Seismic spectrum scaling // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1971. V. 6, N 6. P. 1675–1692.
12. **Касахара К.** Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. С. 109.
13. **Родин Г.** Сейсмология ядерных взрывов. М.: Мир, 1974.
14. **Григорян С. С., Евтерев Л. С.** О действии сильного взрыва на поверхности скального полупространства // Докл. АН СССР. 1975. Т. 222, № 3. С. 534–547.
15. **Шишкин Н. И.** К задаче разрушения скальной породы взрывом в условиях влияния свободной поверхности // ПМТФ. 1981. № 3. С. 128–136.
16. **Струве О.** Элементарная астрономия / О. Струве, Б. Линдс, Э. Пилланс. М.: Наука, 1964.
17. **О’Киф Дж. Д.** Механика образования воронок при ударе и взрыве / Дж. Д. О’Киф, Т. Дж. Арнс. М.: Мир, 1977. С. 62–79. (Механика: Новое в зарубежной науке; № 12).

*Поступила в редакцию 1/XII 2005 г.,  
в окончательном варианте — 30/V 2006 г.*

---