

Ю. М. Заславский, В. Ю. Заславский

Институт прикладной физики Российской академии наук

Россия 603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46, тел. (831) 4164764, факс: (831) 4365976

E-mail: zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru

К оценке сейсмического эффекта при падении на Землю метеорита

Получена 04.02.2011, опубликована 24.02.2011

Обсуждаются особенности возбуждения сейсмических волн при падении метеорита с космической скоростью на земную поверхность. Представлены оценки пикового значения силового воздействия и длительности взаимодействия. Анализ амплитудных зависимостей для колебательных смещений в импульсных сейсмических откликах выполнен для каждого из типов волн — продольных, поперечных и поверхностных — на удалениях от эпицентра, соответствующих дальней волновой зоне. Используется модель твердого полупространства и предположение о вертикальном падении тела. Сейсмические отклики анализируются как аналитически, так и путем численного расчета интегральных выражений, описывающих указанные волны, а для исходного силового воздействия принимаются импульсы разной формы.

Ключевые слова: падение малого метеорита, эпицентр, космическая скорость, сейсмические волны, импульс сейсмического отклика, упругое однородное полупространство

ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к проблеме метеоритной опасности в значительной мере стимулируют сообщения в СМИ о неизбежности столкновения астероида Апофис-99942 с Землей в 2029 г. или в 2036 г. В этой связи в последнее время все активнее обсуждаются возможные последствия такого падения, в том числе сейсмического возмущения, создаваемого на земной поверхности и в недрах. Специальный сайт в сети Интернет [1], а также статья с пояснительными расчетами [2] предоставляют возможность с использованием задаваемых «входных» данных о падающем метеорите получить строгие оценки некоторых важных физических параметров, характеризующих результаты падения, могущие интересовать специалистов, развивающих конкретные области общего научного анализа этой проблемы. При этом в связи с определенными сложностями при рассмотрении вопросов контактного взаимодействия с грунтом, недостаточного освещенными в литературе, но необходимыми при анализе сейсмического эффекта, целесообразно непосредственное заимствование упомянутых оценок.

В связи с актуальностью вышеуказанной проблемы рассмотрим количественную оценку сейсмического отклика, вызванного падением с космической скоростью $V \sim 7...15$ км/с на земную поверхность внеземного тела небольшой массы ($m \sim 8$ т) и размера (площадь сечения $S \sim 1$ м²) — наиболее типичного астрофизического события такого рода (в среднем 1 раз в год). На указанном сайте эффект сейсмического воздействия тела (с указанными параметрами), падающего на сухопутную территорию, на дистанциях от 0.1 км до 1 км от эпицентра (точка начального соприкосновения небесного тела с грунтом) оценивается в 1–1.2 балла по шкале Рихтера. Экспериментальная регистрация сейсмического отклика, выполненная непосредственно на практике, или даже теоретический анализ эффективности возбуждения сейсмических волн, могут оказаться полезными и важными для прогноза последствий метеоритной бомбардировки при повторных возникновениях этого события. Поскольку подробный расчет и анализ характеристик сейсмического отклика на сайте отсутствуют, представляет интерес рассмотреть результаты анализа классической задачи возбуждения сейсмических волн в твердом полупространстве импульсным силовым источником, действующим на его свободную поверхность. Заметим, что из-за сложности строгого описания явления, реализующегося в рассматриваемом событии, в применяемой расчетной схеме используются некоторые упрощения реальной ситуации, которые позволяют обеспечить лишь приближенное подобие результатов моделирования, хотя при этом достигается понимание принципиально достижимых значений сейсмического отклика, причем в разных волновых типах. Одно из упрощений состоит в ограничении рассмотрения рамками случая строго вертикального падения. Использование модели однородного упругого полупространства для описания процессов возбуждения и распространения сейсмических волн также представляет собой очевидное упрощение строения реальной среды, поскольку в такой модели, например, невозможен учет сейсмических волн, преломленных под критическим углом на резких регулярных границах слоев реальной структуры грунта, залегающих на подповерхностных горизонтах, где скорость P -волн меняется скачком, хотя такие волны также будут возбуждаться при падении метеорита. Известно, что они имеют большое значение в прикладной сейсмике, поскольку часто регистрируются и широко применяются при проведении работ по геологоразведке, поиску залежей и т. д. Тем не менее, в связи с более доступными возможностями своего описания, в настоящей статье мы ограничимся анализом именно объемных P , S -волн, имеющих временную зависимость, напоминающую аналогичную зависимость для упомянутых преломленных волн, а также анализом поверхностных волн, роль которых в применяемой модели будут играть рэлеевские волны. Использование этого типа волн, моделирующих реальные, также является упрощением, поскольку вследствие слоистого строения грунта вместо R -волн фактически вблизи земной поверхности возбуждаются так называемые интерференционные поверхностные волны, имеющие модовую структуру с характерной для фазовой и групповой скорости каждой моды «волноводной» зависимостью от частоты.

Вследствие невозможности учета дисперсионных эффектов при волновом распространении вдоль земной границы в рамках такой модели, анализ этих волн остается достаточно условным. При косом падении, которое мы исключаем из рассмотрения, дополнительно к вертикальной возникла бы и тангенциальная компонента силы и, соответственно, появилась бы необходимость учета возбуждения не только поверхностных волн Рэлея, но и волн Лява. Для последних также характерна дисперсия – частотная зависимость фазовой и групповой скорости, подобная зависимости для интерференционных волн, при которой форма переносимого ими импульсного сигнала меняется по мере распространения от точки к точке. Тем не менее, оценки уровня сейсмического отклика с использованием перечисленных упрощений представляются оправданными. Итак, цель работы состоит в расчетах амплитудной зависимости объемных P , S -волн от пространственно-угловой координаты, а также в исследовании осциллограмм импульсных сигналов, соответствующих этим волнам. В случае поверхностной R -волны представляет интерес количественная оценка уровня волны на свободной границе, т. е. при $z = 0$, а также ее осциллограмма. Именно поверхностными волнами будет определяться «бальность» сейсмического проявления анализируемого события.

1. АНАЛИЗ СИЛЫ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Вначале следует оценить величину силы при ударе тела о поверхность грунта и длительность промежутка времени взаимодействия. Значения этих параметров будут определяться, исходя из самых общих известных данных о характеристиках падающего тела и о грунте, принимающем на себя удар. В их число по данным [1, 2] входят масса тела, его поперечный размер, скорость движения, угол входа, измеряемый от вертикали (ось z), либо от плоской горизонтальной земной поверхности. Будем использовать условия сохранения энергии $\frac{mV_0^2}{2}$ и импульса mV_0 тела, а также учтем, что при ударе образуется кратер. В частности, метеорит с параметрами, указанными выше, падающий вертикально ($\alpha = 90^\circ$ — отсчет от границы однородного упругого полупространства, $\theta = 0^\circ$ — отсчет от вертикали z) на мягкую осадочную породу (sedimentary rock), создает кратер диаметром ~ 40 м и глубиной ~ 10 м. Сейсмический эффект в [1, 2] оценивается на основе эмпирического подхода, исходя из предположения о том, что 10^{-4} доля от кинетической энергии падающего тела преобразуется в сейсмическую энергию поверхностных волн (со скоростью распространения 5 км/с). В настоящей работе примем расчетную модель, в которой имеет место внедрение тела в грунт с образованием пустого колодца цилиндрической формы с площадью сечения, приблизительно равной площади S поперечника метеорита. Частицы среды перед надвигающейся лобовой частью метеорита не «растекаются» радиально, а как бы продолжают «осевое» движение вплоть до его остановки. Считая объем колодца равным объему кратера, имеющего строго конусную форму (и выше указанные диаметр и высоту), несложно вычислить глубину колодца h . Упомянутая высота

цилиндрического столба составляет $h = 2670$ м. Такая идеализация позволяет оценить F_0 и τ , входящие в расчетные соотношения для анализа сейсмических (упругих) P , S , R – волн.

При торможении тела в течение временного отрезка τ имеет место соотношение

$$\int_0^{\tau} F dt = mV_0. \quad (1)$$

При постоянстве величины силы, т. е. при $F = \text{const}$, это ведет к связи

$$F\tau = mV_0. \quad (2)$$

Внедрение метеорита в грунт, как сказано выше, – сложный процесс. Он порождает импульсное силовое воздействие, которое является источником возбуждения упругих волн. При упрощенном рассмотрении преобразование кинетической энергии в работу по выдавливанию метеоритом эквивалентного столба среды (высотой h) описывается следующим уравнением для величины силы F , которая в дальнейшем расчете принимается за пиковое значение импульсного воздействия F_0 :

$$\frac{mV_0^2}{2} = \int_0^h F dz. \quad (3)$$

Это сводится к равенству, с помощью которого определяется неизвестная сила F :

$$F = \frac{mV_0^2}{2h}. \quad (4)$$

Подстановка выражения (4) в (2) приводит к формуле для длительности взаимодействия:

$$\tau = \frac{2h}{V_0}. \quad (5)$$

Использование вышеуказанных количественных значений, характеризующих падающее тело, позволяет получить численную оценку параметров силы F , действующей на грунт, и длительности воздействия τ : $F = 3.375 \cdot 10^{10}$ Н, $\tau = 0.3555$ с. Полная затрачиваемая энергия по данным [1, 2] составляет $W \cong 6 \cdot 10^{11}$ Дж.

В дальнейшем при описании импульсного воздействия будут использованы два вида аппроксимации формы:

$$1\text{-я зависимость} \text{ — } F(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ F_0 e^{-t/\tau}, & t \geq 0 \end{cases} \text{ с пиковым значением силы } F_0 \text{ и длительностью}$$

импульса τ (отсчет времени ведется от момента падения на поверхность) и 2-я

$$\text{зависимость} \text{ — } F(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ F_0 \sin(2\pi t/\tau), & 0 \leq t \leq \tau/2 \\ 0, & t > \tau/2 \end{cases} \text{ — полупериод синусоиды, имеющей}$$

период τ .

2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПАДАЮЩИМ ТЕЛОМ

Поскольку реальная глубина области, в которой происходит силовое взаимодействие, заключается в небольших пределах $0 \leq |z| \leq 10$ м, при расчетах будем полагать, что точка приложения переменной силы в пространстве неизменна и расположена на поверхности грунта, т. е. на свободной границе однородного упругого полупространства.

Принимаем в качестве исходной формулу для смещений в дальней зоне упругой P -волны, порождаемой гармонически осциллирующей силой, приложенной вертикально к точке на плоской границе полупространства [3–6]:

$$u_R^{P-wave} = \frac{F_0}{2\pi\mu R} \frac{\cos\theta (2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2) e^{\frac{i\omega}{c_l}R - i\omega t}}{(2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \sqrt{c_l^2/c_t^2 - \sin^2\theta}}, \quad (6)$$

где F_0 — амплитуда силы, R — расстояние между точками воздействия и наблюдения, θ — угол между нормалью к границе и направлением на точку наблюдения, c_l, c_t — скорость продольных и поперечных волн в упругом полупространстве, $\mu = \rho c_t^2$ — константа упругости среды (Лямэ), ρ — ее плотность, ω — частота, t — время.

Учитывая, что спектр для первого вида силового воздействия дается формулой

$$F(\omega) = \frac{F_0}{2\pi} \int_0^\infty e^{i\omega t - \frac{t}{\tau}} dt = \frac{F_0\tau}{2\pi(i\omega\tau - 1)}, \quad (7)$$

нетрудно придти к выражению для осциллограммы волнового смещения в P -волне:

$$u_R^{P-wave} = \frac{\cos\theta (2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2)}{(2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \sqrt{c_l^2/c_t^2 - \sin^2\theta}} \frac{F_0\tau}{4\pi^2\mu R} \int_{-\infty}^\infty \frac{e^{-i\omega t + i\frac{\omega}{c_l}R}}{i\omega\tau - 1} d\omega, \quad (8)$$

где отсчет θ ведется от нормали к границе, которое после вычисления интеграла, например, путем взятия вычета в точке $\omega = -i/\tau$, имеет окончательный вид:

$$u_R^{P-wave} = \frac{F_0}{2\pi\mu R} \frac{\cos\theta (2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2)}{(2\sin^2\theta - c_l^2/c_t^2)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \sqrt{c_l^2/c_t^2 - \sin^2\theta}} e^{-\frac{\left(t - \frac{R}{c_l}\right)}{\tau}}, t \geq \frac{R}{c_l}. \quad (9)$$

Построение осциллограммы сигнала, т. е. зависимости от времени в указанной волне, что уже отмечено выше, возможно аналитически. Как следует из (9), для момента вступления импульсного отклика в P -волне, принимаемого на удалении R , имеет место задержка по времени на R/c_l относительно момента воздействия. В принципе, формула (9) допускает модификацию — учет поглощения энергии по мере распространения P -волны в среде. Такой учет приближенно обеспечивается введением

в (9) множителя $e^{-\frac{\Theta_P \varpi R}{2c_l}}$, где Θ_P , ϖ — декремент поглощения P -волны и частота максимума в спектре воздействия ($\varpi = 2\pi/\tau$).

Спектр силового воздействия второго вида:

$$F(\omega) = \frac{F_0 \tau (1 + e^{i\omega\tau/2})}{(2\pi)^2 - (\omega\tau)^2}. \quad (10)$$

Поэтому при той же, как и в (9), зависимости от пространственной координаты в этом случае имеет место зависимость от времени $\sin\left(2\pi\left(t - \frac{R}{c_l}\right)/\tau\right)$, $\frac{R}{c_l} \leq t \leq \frac{R}{c_l} + \frac{\tau}{2}$.

В дальнейшем все расчетные формулы будут даны только в записи, соответствующей первому виду воздействия, а полученные из расчета осциллограммы волновых импульсов будут представлены для обоих видов воздействия.

Сказанное выше касается и отклика в объемной волне сдвига. Аналогично (6) выпишем исходную формулу для смещений в дальней зоне упругой S -волны, порождаемой гармонически осциллирующей силой:

$$u_\theta^{S-wave} = \frac{F_0}{2\pi^2 \mu R} \frac{\sin\theta \cos\theta \sqrt{c_t^2/c_l^2 - \sin^2\theta} e^{i\frac{\omega}{c_l}R - i\omega t}}{(2\sin^2\theta - 1)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \sqrt{c_t^2/c_l^2 - \sin^2\theta}}. \quad (11)$$

После перемножения со спектром воздействия (7) и интегрирования по частоте приходим к выражению для осциллограммы волнового смещения в S -волне:

$$u_\theta^{S-wave} = \frac{F_0}{\pi \mu R} \frac{\sin\theta \cos\theta \sqrt{c_t^2/c_l^2 - \sin^2\theta}}{(2\sin^2\theta - 1)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \sqrt{c_t^2/c_l^2 - \sin^2\theta}} e^{-\frac{\left(t - \frac{R}{c_l}\right)}{\tau}}, t \geq \frac{R}{c_l}. \quad (12)$$

Теперь задержка фронта волнового импульса по времени составляет R/c_l , но осциллограмма характеризуется той же длительностью импульса, как и у P -волны.

В последнем из рассматриваемых случаев обратимся к рэлеевской поверхностной волне, описываемой формулами для z , r -компонент в случае гармонически осциллирующего вертикального силового воздействия на поверхность упругого полупространства:

$$u_z^R = -\frac{iF_0 v_l}{\mu D \text{en}'(k_R)} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi c_R}} (2k_R^2 e^{-v_l z} - (2k_R^2 - k_t^2) e^{-v_t z}) e^{-i\omega t + ik_R r - i\pi/4},$$

$$u_r^R = \frac{F_0 k_R}{\mu D \text{en}'(k_R)} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi c_R}} (2v_l v_t e^{-v_l z} - (2k_R^2 - k_t^2) e^{-v_t z}) e^{-i\omega t + ik_R r - i\pi/4}, \quad (13)$$

где $Den(k_R) = (2k_R^2 - k_t^2)^2 - 4k_R^2 v_l v_t$, $v_l = \sqrt{k_R^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}}$, $v_t = \sqrt{k_R^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}}$,

$$Den' = -4k \sqrt{v_l v_t} \left(4k_R - \sqrt{v_l v_t} \left(2 + \frac{k_R^2}{v_l^2} + \frac{k_R^2}{v_t^2} \right) \right).$$

Формулы, описывающие частотную зависимость компонент R -волны на границе $z = 0$, упрощаются:

$$u_z^{R-wave}(z=0) = -\frac{iF_0 v_l k_t^2}{\mu Den'(k_R)} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi c_R}} e^{-i\omega \left(t - \frac{r}{c_R} \right) - i\pi/4}, \quad (14)$$

$$u_r^{R-wave}(z=0) = \frac{F_0 k_R}{\mu Den'(k_R)} (2(v_l v_t - k_R^2) + k_t^2) \sqrt{\frac{\omega}{2\pi c_R}} e^{-i\omega \left(t - \frac{r}{c_R} \right) - i\pi/4}.$$

Для анализа достаточно рассмотреть только z -компоненту волновых смещений. Перемножая спектр силового воздействия (7) с $u_z^{R-wave}(z=0)$ (14) и выполняя численное интегрирование по ω , получаем выражение для z -компоненты смещений в R -волне, которое описывает осциллограмму импульса, переносимого указанной волной:

$$u_z^{R-wave}(z=0) = \frac{F_0 \tau e^{i\pi/4} \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_l^2}} c_R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\omega} e^{-i\omega \left(t - \frac{r}{c_R} \right)}}{i\omega \tau - 1} d\omega}{16\pi^2 \mu c_t^2 \sqrt{2\pi c_R} \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_t^2}} \left\{ 4 - 4 \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_l^2}} \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_t^2}} \left(\frac{1}{1 - c_R^2/c_l^2} + \frac{1}{1 - c_R^2/c_t^2} + 2 \right) \right\}}. \quad (15)$$

3. АНАЛИЗ ФОРМЫ ОТКЛИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ И ОЦЕНКА ИХ УРОВНЯ

Для получения осциллограмм откликов объемных волн, порождаемых импульсной силой, используется интегральное выражение (8) для P и аналогичное — для S -волны. Воздействия, задаются осциллограммами обоих типов, причем интегрирование по ω проводится либо численно, либо аналитически — путем взятия вычета в точке $\omega' = -i/\tau$, что в результате приводит к формулам (9), (12). Ввиду идентичности осциллограмм импульсов P , S -волн последние представлены одним графиком на рис. 1а (1-й тип воздействия) и на рис. 2а (2-й тип). Вследствие отсутствия частотной зависимости амплитуды и без учета факторов, обуславливающих дисперсию при распространении объемных P , S -волн в однородном упругом пространстве, волновые импульсы по форме идентичны исходному силовому импульсу, а также друг другу. Для определения формы отклика в R -волне применяется численный метод интегрирования — вычисление по формуле (15) выполняется с использованием adaptive Gauss-Kronrod quadrature method. Как видно из рис. 1б и рис. 2б, в этом случае осциллограмма не

повторяет форму исходного импульса в источнике и зависит от ее вида. Импульс R -волны, идущий с задержкой r/c_R , в отличие от 2-х предыдущих случаев, соответствующих объемным волнам, имеет увеличенную длительность и искаженную по отношению к ним форму.

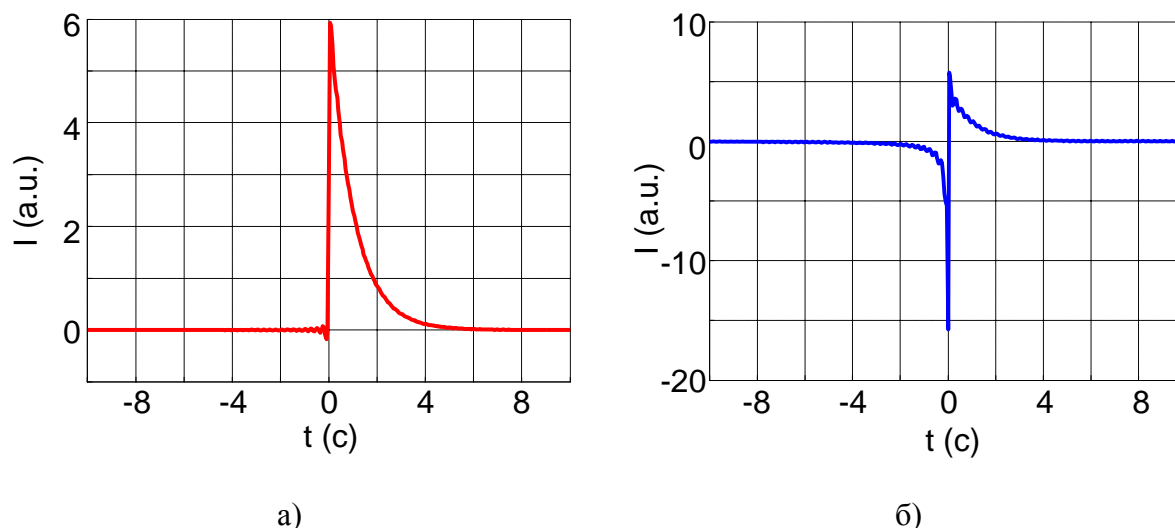
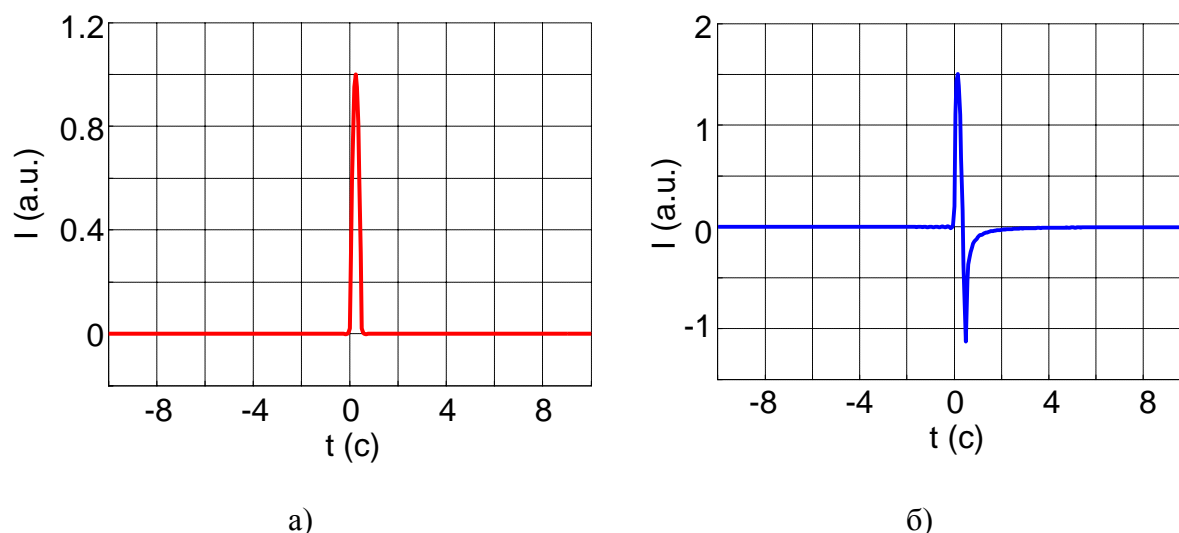


Рис. 1. Функция отклика (1-й вид воздействия): a – P , S -волны, b – R -волна

Таким образом, сравнение импульсов объемных и поверхностных волн показывает, что для первых – необходим учет вклада только вычета в точке полюса $\omega' = -i/\tau$ ($\omega' = \pm 2\pi i/\tau$ – во втором случае), находящейся внутри или на границе контура интегрирования, а для вторых – существенен также вклад, вносимый за счет прохождения участка, лежащего на пути интегрирования вблизи нее. Сопоставление осциллограмм импульсов объемных и поверхностных волн может найти применение при контроле падения метеоритов, т. е. как признак их обнаружения, а также при пространственной локализации места их падения. Количественное отличие пиковых значений отклика в разных волнах может быть учтено соответствующим коэффициентом, характерным для каждого волнового типа, на который необходимо умножить значения на представленных осциллограммах. Так, по направлению на максимум диаграммы в P -волне ($\theta_m^P = 0^\circ$) указанный коэффициент составляет

$$\frac{F_0}{4\pi\rho c_l^2 R}, \text{ применительно к максимуму в } S\text{-волне } (\theta_m^S \approx \arcsin\left(\frac{c_l}{c_t}\right) + \varepsilon, \varepsilon \approx 5^\circ \dots 10^\circ) \text{ он равен } \frac{F_0}{4.62\pi\rho c_t^2 R}. \text{ Для поверхностной } R\text{-волны аналогичный коэффициент имеет вид}$$

$$\frac{F_0}{7\pi\rho c_t^2 \sqrt{rc_R\tau}}.$$

Рис. 2. Функция отклика (2-й вид воздействия): *a* – *P*, *S* -волны, *б* – *R* -волна

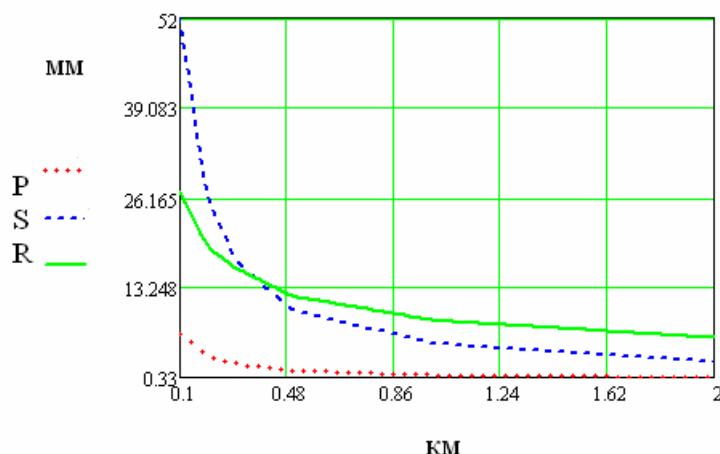
В таблице 1 представлены численные оценки пиковых значений волновых смещений на дистанциях 0.1 км, 0.2 км, 0.3 км, 0.5 км, 1 км и 2 км от эпицентра без учета и с учетом поглощения (данные в скобках) в *P*, *S*, *R* -волнах. Значения декрементов затухания, принятые для учета волновых потерь, следующие $\Theta_P = 0.1$, $\Theta_S = 0.3$, $\Theta_R = 0.3$. Частота максимума в спектре при учете волнового затухания принята равной 3 Гц, плотность грунта $\rho = 1800 \text{ кг/м}^3$, а значения скоростей: $c_l = 1500 \text{ м/с}$, $c_t = 500 \text{ м/с}$, $c_R = 500 \text{ м/с}$.

Таблица 1.

Спад уровня сейсмического отклика в *P*, *S*, *R* -волнах с удалением от эпицентра

дистанция, км	0.1	0.2	0.3	0.5	1	2
<i>P</i> -волна	6.63(6.2)	3.32(2.9)	2.2(1.83)	1.33(1)	0.66(0.3)	0.33(0.1)
<i>S</i> -волна	52(29)	26(8.34)	17(3.16)	10(0.6)	5.2(0.02)	3(3·10 ⁻⁵)
<i>R</i> -волна	27(15)	19 (6.13)	16(2.85)	12(0.7)	8.5(0.03)	6(7·10 ⁻⁵)

а



б

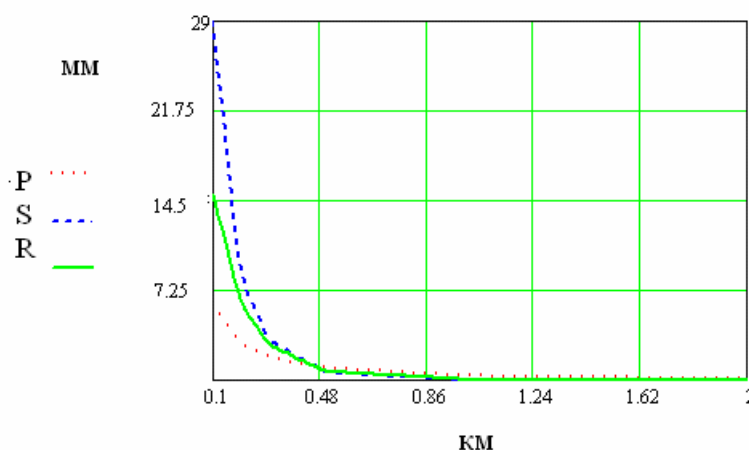


Рис. 3. Пиковое значение сейсмических смещений в импульсе P , S , R -волн:
 а — без учета затухания, б — с учетом затухания

Учет волнового поглощения показывает, насколько значительна количественная коррекция в оценках уровня различных волновых типов на дистанциях, как меньших, так и превышающих 0.5 км от места падения, причем этот учет менее всего сказывается на уровне P -волны, а более всего — на S -волне (см. графики на рис. 3 а, б). Если без учета диссипации имеет место преобладание отклика по уровню в S и R -волнах относительно P -волны вплоть до полукилометровой дистанции, то при учете затухания, начиная с указанной дистанции и выше, именно P -волна становится преобладающей. Расчеты показывают, что при падении метеорита с принятыми параметрами уверенная регистрация всех типов волн на практике возможна до удалений от эпицентра, не превышающих ~ 1.5 км. Оценки выполнены со 100-метровой дистанции от эпицентра падения такого тела, и при удалениях, больших, чем 250...300 м, воздействие сейсмического толчка на сооружения в плане вызываемых им последствий, вероятно, может рассматриваться как относительно безопасное.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований, полученные в настоящей работе, вероятно, дают несколько более детальное представление о волновом составе и амплитудном уровне сейсмических волн, порождаемых падающим метеоритом, чем на сайте [1], хотя привязка к «бальности» события в наших оценках отсутствует. Анализ выполнен на основе рассмотрения упрощенной модели среды, с применением идеализации контактного взаимодействия — удара метеорита о землю. Исключен из рассмотрения механизм генерации сейсмических волн за счет т. н. эффекта «каплинга» — падения на земную поверхность ударной звуковой N -волны, возбуждаемой метеоритом при его движении по плотным атмосферным слоям со сверхзвуковой скоростью. Но и при этих ограничениях полученные результаты будут способствовать проведению дальнейших тщательных исследований событий, связанных с наблюдением явлений падения метеоритов, причем регистрируемых как оптически, так и спустя некоторое время сейсмическими приборами (с применением хронометрирования возникновения оптической вспышки и момента вступления сейсмосигналов). Вывод расчетных формул, анализ формы импульсов сейсмических волн разных типов и данные о пиковых значениях откликов могут иметь отношение не только к исследованию поставленной задачи. Например, в связи с успешными испытаниями т. н. «рельсотронных» ускорителей, вероятно, появится и другая возможность регистрации и моделирования сейсмического отклика, порождаемого телами, быстро (с космической скоростью) падающими на земную поверхность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Robert Marcus, H. Jay Melosh, and Gareth Collins. Earth Impact Effects Program. <http://impact.eise.ic.ac.uk/cgi-bin/crater.cgi>.
2. Robert Marcus, H. Jay Melosh, and Gareth Collins Earth Impact Effects Program: A Web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth // *Meteoritics & Planetary Science*, 40, 6, 817-840 (2005).
3. E. Ewing, W. Jardetzky, F. Press. Elastic waves in layered media. New York. McGraw-Hill, 1957. – 454.
4. G. F. Miller, H. Pursey. On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite solid // *Proc. Royal. Sci. Ser.A*. 1955. V.233, No 1192. P. 55-63.
5. Е. Ф. Саваренский. Сейсмические волны. М.: Наука, 1977, 250 с.
6. Ю. М. Заславский Излучение сейсмических волн вибрационными источниками. ИПФ РАН, Н.Новгород, 2007, 200 с.