

Ю. М. Заславский

Институт прикладной физики Российской академии наук.

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

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

Упругие волны, излучаемые при торможении тела, движущегося по границе полупространства

Получена 15.01.2019, опубликована 22.02.2019

Анализируются упругие волны, генерируемые в однородном полупространстве телом, движущимся по границе с резким торможением. Моделируется сейсмический отклик в виде поверхностных рэлеевских и поперечных объемных волн на касательное воздействие метеорита на ровную поверхность грунта на заключительном этапе приземления с горизонтальной ориентацией при равнозамедленном движении со спадом скорости от некоторой начальной до нуля.

Ключевые слова: излучение сейсмических волн, поверхностные, продольные, поперечные, упругая среда, полупространство, силовое воздействие на границу.

ВВЕДЕНИЕ

Анализ упругих объемных и поверхностных рэлеевских волн, возбуждаемых при торможении твердого тела, падающего на земную поверхность, проводился в ряде исследований и связан, в частности, с проблемой интерпретации данных регистрации сейсмических откликов на метеоритное воздействие [1-3]. В работе [3] выполнены оценочные расчеты параметров сейсмического отклика при соударении падающего тела с поверхностью полупространства и последующем резком замедлении. При оценках сейсмического эффекта предполагалось вертикально направленное движение тела с высокой начальной скоростью, неупругое соударение с границей полупространства. Расчеты имели целью получить предварительные оценки параметров сейсмического отклика, в связи с чем использовалась огрубленная модель. Не принималось во внимание прохождение участка пути сквозь слой земной атмосферы, на котором принципиален учет «черенковского» механизма излучения акустических и сейсмических волн (при разогреве и взрыве паров в атмосфере). Не учитывались деформационно-пластические и тепловые явления (разрушение среды, внедрение тела вглубь и образование кратеров) при вхождении тела в толщу осадочных пород. Поэтому представленные данные дают завышенные оценки уровня сейсмического толчка, который прогнозируется по результатам количественных расчетов.

В настоящей работе в продолжение указанных исследований анализируются характерные особенности упругих волн, излучаемых в твердое полупространство за счет реакции на воздействие, касательное к свободной плоской границе со стороны тела, движущегося с резким замедлением прямолинейно вдоль нее. Моделируется ситуация, аналогичная предыдущей [3], когда не сгоревший в атмосфере метеорит, представляя твердую фазу, приземляется в некоторой точке сухопутной территории по касательной к поверхности (в чем и состоит отличие от ранее рассмотренного случая). Как и в предыдущем рассмотрении, не затрагиваются упомянутые выше эффекты, связанные с движением по атмосфере, со сложными физико-механическими явлениями при столкновении с твердой границей (рыхление и нагрев поверхностного слоя грунта и т. д.), требующие специального анализа. Реальные траектории тел, падающих на земную поверхность, имеют обе компоненты, т.е. их скорость направлена под произвольным углом к границе. Поэтому подход, в котором рассматриваются по отдельности случаи с нормальной (вертикальной) и с горизонтальной (касательной) ориентацией вектора начальной скорости при соприкосновении с земной поверхностью, представляет собой идеализацию, удобную для анализа. Для сравнения с предыдущими результатами важно получить оценки уровня виброрейсмического отклика (толчка), сопровождающего эффект горизонтально ориентированного приземления метеорита на ровную земную поверхность, моделируемую в простейшем случае плоской границей однородного упругого полупространства. Очевидно, что при замедленном движении тела, «скользящего» по твердой границе, кроме указанных потерь, доля кинетической энергии затрачивается на генерацию упругих поверхностных волн, локализованных в приповерхностной области грунта, и на излучение объемных волн в земную толщу.

1. СЕЙСМИЧЕСКИЙ ОТКЛИК, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ПРИХОДОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ

Кратко изложим решение задачи возбуждения упругих волн при воздействии на границу в течение короткого промежутка времени (в пределе – стремящегося к нулю) силы, противоположной силе трения (торможения), действующей на тело массы M , движущегося прямолинейно по плоской границе однородного твердого полупространства с начальной скоростью $V_0 \leq c_R$, где c_R – скорость рэлеевской волны, c_t – скорость поперечной волны, c_l – скорость продольной волны, и с равномерным замедлением, равным a (рис.1). В принципе, можно принять начальную скорость, равной скорости звука в воздухе, т. е. полагать, что $V_0 = c_{\text{звука}}$. Вместе с тем, к числу далее используемых идеализаций относится пренебрежение присутствием атмосферы, поэтому расчеты выполнены при вышеуказанном обозначении начальной скорости. Упругое волновое поле возбуждается кратковременно действующей на свободную границу постоянной по направлению силой и излучается вдоль границы и в глубь полупространства. Сила действует в течение короткого промежутка времени $\tau = V_0/a$, начиная с момента касания и вплоть до полной остановки тела, причем точка контакта

движется равнозамедленно. Анализ сейсмического отклика проводится на основе рассмотрения модели однородного полупространства при упрощающем предположении о преобладающей роли поверхностных рэлеевских и поперечных объемных SV - (вертикальной поляризации) волн. В процессе торможения тела также должны возбуждаться SH - (горизонтальной поляризации) волны, вместо которых в реальных условиях, как правило, наблюдаются поверхностные волны Лява. Однако для их рассмотрения требуется модель среды со структурой, содержащей хотя бы единственный слой поверх полупространства с пониженной плотностью или скоростью упругих волн (для адекватного описания реальной слоистой структуры), что выходит за рамки настоящего подхода, базирующегося на упрощенной модели однородного упругого полупространства. В этой связи их анализ может быть выполнен отдельно. Роль продольных P - волн при касательном воздействии пренебрежимо мала [4, 5].

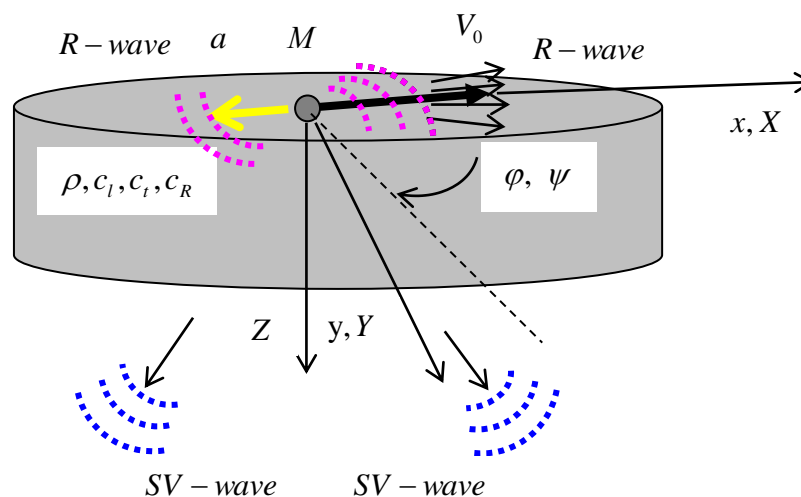


Рис. 1. Расчетная схема анализа

Запись интегральных выражений, описывающих всю совокупность волновых возмущений на границе полупространства, возбуждаемых силовым воздействием, является отправной при вычислении и анализе отклика. Она предполагает свертку спектра воздействия с функцией Грина задачи. Вычисление интегрального выражения (контурный интеграл) дает явную запись в виде суммы слагаемых, содержащих временную зависимость, характерную для каждого волнового типа, который определяется вкладом в интеграл, вносимым «окрестностью соответствующей особой точки», лежащей на контуре интегрирования [6-9].

Воздействие на границу при рассматриваемой постановке имеет специфику, отличающую ее от аналогичных, в которых излучение упругих волн, как правило, порождается вибратором, осциллирующим на границе с заданной частотой. В нашем случае эффект излучения возникает благодаря воздействию в течение короткого

промежутка времени постоянной силы, касательной к границе, при этом в задаче отсутствует фиксированная, навязанная источником частота осцилляций. Будем рассматривать случай $V_0/a \rightarrow 0$, т.е. промежуток времени от начала торможения тела до его остановки предполагается малым, вследствие чего равнозамедленное перемещение точки контакта не является решающим фактором, в отличие от кратковременности воздействия (импульсный вид и малая длительность), что собственно и обуславливает излучение и существенно влияет на его характеристики.

Формально расчет волнового поля проводится в той же последовательности и методике, какая используется при анализе в случае генерации точечным силовым осциллирующим воздействием и начинается с вычисления спектра воздействия [6-9]. Воздействие на границу носит характер толчка, что вызывает отклик импульсного вида, причем ввиду генерации волн нескольких типов следует учесть приход группы (или цуга) волновых импульсов. Известно, что наиболее интенсивным является импульс, обусловленный волной Рэлея, который вследствие низшей скорости распространения приходит последним из всего волнового цуга.

$$T_{xz}(r, t) = Ma\delta(x - V_0t + at^2/2)\delta(y), \tag{1}$$

где M — масса тела.

Спектральное разложение тензора напряжений по частоте (частотно-временное преобразование), вычисляемое как Фурье-компонента силового воздействия на поверхность полупространства при резком торможении тела, координата которого описывается как $x = V_0t - at^2/2$, может быть записано:

$$\widehat{T}_{xz}(k_x, k_y, \omega) = Ma \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t - ik_x x - ik_y y} \delta(x - V_0t + at^2/2)\delta(y) dx dy dt = Ma \int_0^{\frac{V_0}{a}} e^{it(\omega - k_x V_0) + iak_x t^2/2} dt. \tag{2}$$

Представив интеграл (2) в виде, удобном для приближенных оценок,

$$S(k_x, k_y, \omega) \cong \int_0^{\frac{V_0}{a}} e^{it(\omega - k_x V_0)} (1 + iak_x t^2/2) dt,$$

для спектра воздействия можно получить выражение:

$$\begin{aligned} \widehat{T}_{xz}(k_x, k_y, \omega) &= MaS(k_x, k_y, \omega), \\ S(k_x, k_y, \omega) &\cong \frac{1}{\omega - k_x V_0} \\ &\left\{ \sin \frac{(\omega - k_x V_0)V_0}{a} + \frac{k_x V_0^2}{2a} \cos \frac{(\omega - k_x V_0)V_0}{a} + i \left[1 - \cos \frac{(\omega - k_x V_0)V_0}{a} + \frac{k_x V_0^2}{2a} \sin \frac{(\omega - k_x V_0)V_0}{a} \right] \right\}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $k_x = k \cos \varphi$, $k_y = k \sin \varphi$, k – проекция волнового вектора на границу $z = 0$, φ – азимутальный угол.

Проекция волнового вектора k является переменной интегрирования в интегральных выражениях, с помощью которых далее вычисляются волновые смещения.

В формуле для спектра силового воздействия фигурируют слагаемые с точностью до квадратичных значений относительно $\omega V_0/a$, а при последующих вычислениях в предположении $kV_0^2/a \ll 1$ будут удержаны члены, содержащие первую степень, и отброшены слагаемые с более высокими степенями.

Для описания поля упругих смещений в поверхностной волне далее необходимо использовать функцию Грина (для поверхностной R -волны), с помощью которой может быть описано решение задачи волнового возбуждения полупространства переменной силой, касательной к границе, действующей в течение короткого промежутка времени. Явный вид функции Грина представлен в [10-13]. При свертке спектра силового воздействия по частоте и по волновым числам с указанной функцией, можно получить интегральное выражение, описывающее волновые смещения на свободной границе.

Вертикальная компонента упругих волновых смещений в общем случае может быть представлена как:

$$u_z(X, Y, z = 0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_x(k_x, k_y, \omega) \widehat{T}_{xz}(k_x, k_y, \omega) e^{-i\omega t + ik_x X + ik_y Y} dk_x dk_y d\omega, \quad (4)$$

где $X = r \cos \psi$, $Y = r \sin \psi$ – координаты точки наблюдения на плоскости $z = 0$, $G_x(k_x, k_y, \omega)$ – функция Грина.

Указанные координаты много больше координат, соответствующих местоположению тела $X \gg x$, $Y \gg y$, кроме того, предполагается дальняя зона $k_x X \gg 1$, $k_y Y \gg 1$, где применимы асимптотические оценки интегралов.

С учетом явного вида упомянутой функции Грина формула (4) может быть преобразована:

$$u_z(X, Y, z = 0, t) = \frac{-iMV_0}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_x (2k^2 - k_t^2 - 2v_l v_t) e^{-i\omega t + ik_x X + ik_y Y} S(k_x, k_y, \omega)}{(2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2 v_l v_t} dk_x dk_y d\omega, \quad (5)$$

где $v_l = \sqrt{k^2 - k_t^2}$, $v_t = \sqrt{k^2 - k_l^2}$.

При вычислении интегралов в (5) предполагается $kr \gg 1$ и используются следующие элементарные соотношения:

$$\begin{aligned} dk_x &= dk \cos \varphi - k \sin \varphi d\varphi \\ dk_y &= dk \sin \varphi + k \cos \varphi d\varphi, \quad dk_x dk_y = k dk d\varphi. \end{aligned}$$

Это позволяет представить формулу (5) в развернутой записи:

$$u_z(X, Y, z = 0, t) = \frac{-iMV_0}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{k^2 (2k^2 - k_t^2 - 2v_l v_t) e^{-i\omega t + ikr \cos(\varphi - \psi)} S(k, \varphi, \omega) \cos \varphi}{(2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2 v_l v_t} k dk d\varphi d\omega. \quad (6)$$

Интегрирование по азимутальному углу φ выполняется методом стационарной фазы:

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi e^{ikr \cos(\varphi - \psi)} d\varphi \cong \cos \psi \int_0^{2\pi} e^{ikr - i \frac{kr}{2} \varphi^2} d\varphi \cong 2\sqrt{\frac{\pi}{kr}} \cos \psi e^{ikr - i \frac{\pi}{4}}. \tag{7}$$

С учетом проведенного интегрирования формула (6) преобразуется следующим образом:

$$u_z = -i \frac{2\sqrt{\pi} M V_0 \cos \psi}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k^2 (2k^2 - k_t^2 - 2\nu_l \nu_t) S(k, \psi, \omega)}{((2k^2 - k_t^2)^2 - 4\nu_l \nu_t k^2) \sqrt{kr}} e^{ikr - i\omega t} dk d\omega. \tag{8}$$

На рис. 2 представлен замкнутый контур на плоскости комплексной переменной k , используемый для интегрирования в (8), о чем упоминалось выше, а также нанесены особые точки (полус k_R и две точки ветвления k_l, k_t), а также выходящие из них линии разрезов, обеспечивающих однозначность подынтегрального выражения на каждом Римановом листе, что строго обосновано в [6-9].

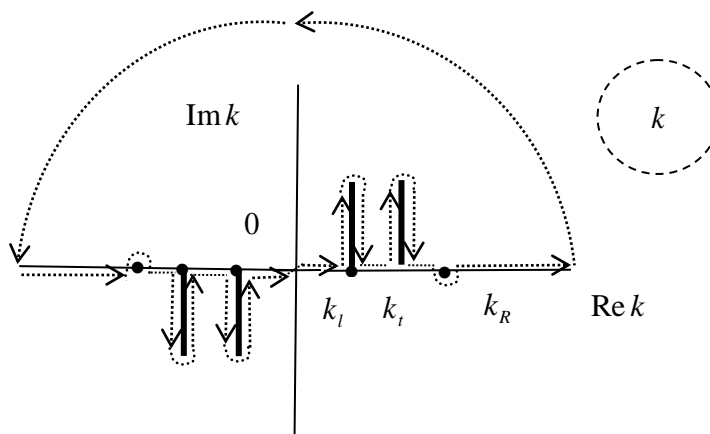


Рис. 2. Контур (пунктир) для вычисления интеграла по волновому числу k

При вычислении интеграла в (8) по переменной k необходимо взять вычет в точке полюса $k_R = \omega/c_R$ и получить выражение, соответствующее вкладу, обусловленному поверхностными рэлеевскими волнами:

$$u_z = \frac{\sqrt{\pi} M V_0 \cos \psi}{4\rho c_t^2 \sqrt{2rc_R}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{|\omega|} (2k_R^2 - k_t^2 - 2\nu_l \nu_t) e^{ik_R r - i\omega t} S^R(k_R, \psi, \omega)}{\left(\frac{2k_R^2 - k_t^2 - 2k_R^2}{(2k_R^2 - k_t^2)^2} \frac{4k_R^4 - 3k_R^2(k_l^2 + k_t^2) + 2k_l^2 k_t^2}{(2k_R^2 - k_t^2)^2} \right)} d\omega. \tag{9}$$

В последнем выражении требуется проинтегрировать по частоте с учетом частотной зависимости спектра воздействия:

$$u_z = \frac{\sqrt{\pi} M a c_R^2 \cos \psi \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-i\xi(t-\frac{r}{c_R})\frac{a}{V_0}}{(1-\frac{V_0}{c_R} \cos \psi)}} \frac{(\sin \xi + i(1 - \cos \xi))}{\sqrt{|\xi|}} d\xi}{8 \rho c_t^4 \sqrt{2 c_R r} \sqrt{\frac{V_0}{a}} (1 - \frac{V_0}{c_R} \cos \psi)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2} - 2 \frac{4 - 3 \left(\frac{c_R^2}{c_l^2} + \frac{c_R^2}{c_t^2} \right) + 2 \frac{c_R^4}{c_t^2 c_l^2}}{\left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2} \right)^2} \right)}. \tag{10}$$

В результате вычисления получается формула, описывающая осциллограмму отклика как функцию времени, в виде «интегрируемой особенности», имеющую знакопеременный характер:

$$u_z = \frac{i \pi M a^{\frac{3}{2}} c_R^2 \cos \psi \left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2} \right)}{16 \rho c_t^4 \sqrt{c_R V_0 r} (1 - \frac{V_0}{c_R} \cos \psi)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2} - 2 \frac{4 - 3 \left(\frac{c_R^2}{c_l^2} + \frac{c_R^2}{c_t^2} \right) + 2 \frac{c_R^4}{c_t^2 c_l^2}}{\left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2} \right)^2} \right)}. \tag{11}$$

$$\left\{ \left(\left(t - \frac{r}{c_R} \right) / \frac{V_0}{a} (1 - \frac{V_0}{c_R} \cos \psi) \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(\left(t - \frac{r}{c_R} - \frac{V_0}{a} (1 - \frac{V_0}{c_R} \cos \psi) \right) / \frac{V_0}{a} (1 - \frac{V_0}{c_R} \cos \psi) \right)^{-\frac{1}{2}} \right\},$$

причем в двух корневых слагаемых в (11) предполагаются ненулевые значения при $t \geq r/c_R$ в первом слагаемом (в фигурных скобках) и при $t \geq r/c_R + (V_0/a)(1 - (V_0/c_R) \cos \psi)$ – во втором, а при задержках, меньших указанных, отклик является нулевым (см. рис. 3а). Интервал задержек $\tau = (V_0/a)(1 - (V_0/c_R) \cos \psi)$ соответствует длительности основной части вибро-сейсмического импульса (исключая хвостовую часть). На основе измерения длительности этой части осциллограммы в принципе возможна диагностика параметров V_0 , a , характеризующих движение тела при торможении. Очевидно, что этому препятствует искажение (дисперсионное расплывание) фронтов импульса поверхностной волны при условии распространения в реальной слоистой среде. Кроме кинематических характеристик и при их учете, из замера уровня волновых смещений в максимуме отклика на известной удаленности от места приземления можно получить оценку динамической характеристики – начального импульса тела при его касании.

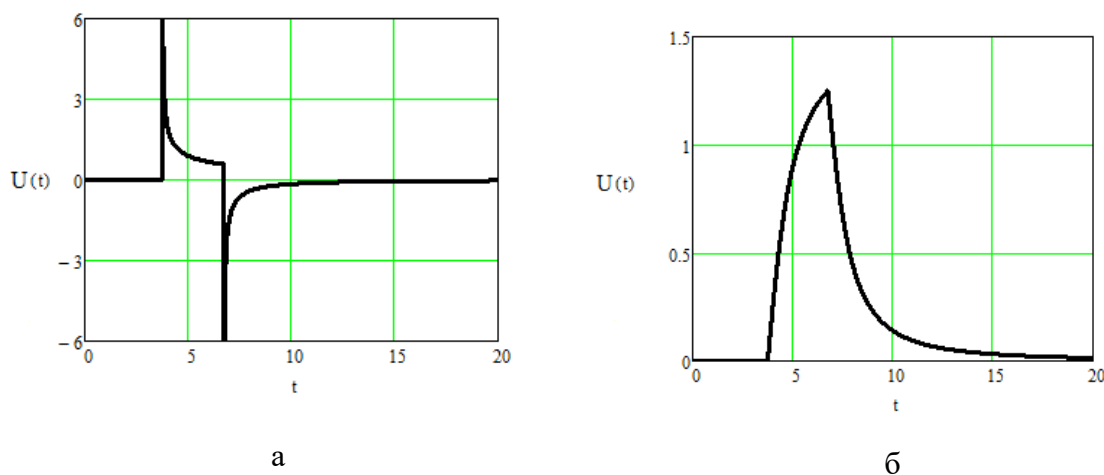


Рис. 3. Осциллограммы волновых откликов (качественный вид)
а – рэлеевская R -волна, б – поперечная SV -волна

По формуле (11) выполнены количественные оценки уровня сейсмического отклика, выраженного в единицах колебательной скорости смещений грунта $v_z = (a/V_0)u_z$, что обычно принято в расчетах. Однако при выводе формулы (11) не учтена диссипация энергии при распространении волны, что ведет к огрублению оценки в сторону ее завышения. Так, при массе тела $M = 10t$, начальной скорости $V_0 = 340 \text{ м/с}$, замедлении $a = 100 \text{ м/с}^2$ на дистанции 1 км от начальной точки касания на поверхности грунта $z = 0$ ($\rho = 2 \text{ г/см}^3$, $c_l = 2000 \text{ м/с}$, $c_t = 577.35 \text{ м/с}$) возникнет импульсный волновой отклик с уровнем $\sim 4\text{--}5 \text{ мкм/с}$, имеющий характерную (эффективную) длительность $\tau \cong V_0/a = 5 \text{ с}$. Наблюдение такого сигнала в условиях надежного превышения над уровнем микросейсм можно обеспечить с использованием одиночного низкочастотного сейсмоприемника без использования пространственного накопления на дистанциях до нескольких километров (без применения сейсмокосы).

2. СЕЙСМИЧЕСКИЙ ОТКЛИК, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ПРИХОДОМ ПОПЕРЕЧНОЙ SV -ВОЛНЫ

Расчет и оценка колебательного отклика в предположении доминирования поверхностной рэлеевской волны в пренебрежении диссипативного затухания могут рассматриваться только как предварительные и для незначительных удалений от места остановки тела. Для более удаленных дистанций может представлять интерес анализ возможности приема упругих колебаний в виде SV -волны (объемная волна вертикальной поляризации), которая по сравнению с поверхностной проникает в более глубокие слои земной толщи с пониженными поглощающими характеристиками и далее распространяется в градиентной среде по лучевым траекториям. При этом не исключается возвращение волнового луча на нулевой горизонт, т. е. на свободную земную поверхность, при котором открывается перспектива ее регистрации приемниками, установленными более удаленно, чем в расчете на прием рэлеевской

волны. В пренебрежении искривлением луча можно оценить уровень отклика по SV-волне, вновь используя модель однородного полупространства. В этом случае следует учитывать поглощение волны по мере распространения, что нетрудно сделать на последнем этапе расчета.

Упругие смещения u_θ в сдвиговой SV-волне (в вертикальном сечении и с ориентацией по θ , перпендикулярной радиусу-вектору) можно вычислить по схеме, рассмотренной применительно к R-волне. Необходимо воспользоваться функцией Грина и спектром воздействия, пересчитанными на случай возбуждения волны указанного типа [10-13]:

$$u_\theta = \frac{iMa}{\rho c_t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_x ((2k^2 - k_t^2)(\kappa_t \cos \theta + k \sin \theta) + 2k\kappa_t \kappa_t \sin \theta) e^{-i\omega t + ik_x X + ik_y Y + ik_z Z} S^{SV}(k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y d\omega, \tag{12}$$

$$\text{где } S^{SV}(k_t, \psi, \theta, \omega) = \frac{\left\{ \sin \frac{(\omega - k_t V_0 \sin \theta \cos \psi) V_0}{a} + i \left(1 - \cos \frac{(\omega - k_t V_0 \sin \theta \cos \psi) V_0}{a} \right) \right\}}{(\omega - k_t V_0 \sin \theta \cos \psi)}.$$

Интегрирование по k_x, k_y выполняется подобно уже рассмотренному, причем ключевую роль, определяющую вклад в интеграл, вносит окрестность вблизи точки ветвления k_t . Это позволяет записать:

$$u_\theta = \frac{\pi M a \cos \psi \cos \theta \left(2 \sin^2 \theta - 1 + 2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta} \right)}{\rho c_t^2 R \left((2 \sin^2 \theta - 1)^2 + 4 \cos \theta \sin^2 \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta} \right) \left(1 - \frac{V_0}{c_t} \sin \theta \cos \psi \right)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-i\xi(t - \frac{R}{c_t} - \frac{a}{V_0}) - |\xi| \frac{a}{V_0} \frac{\Theta R}{2c_t}}{(1 - \frac{V_0}{c_t} \cos \psi \sin \theta)}} \frac{(\sin \xi + i(1 - \cos \xi))}{\xi} d\xi, \tag{13}$$

где R – радиус-вектор в точку наблюдения в сферической системе координат.

В экспоненциальный множитель подынтегрального выражения введен декремент Θ для учета поглощения при распространении SV-волны.

Интегрирование по частоте в (13) проводится так же как представлено в (10):

$$u_\theta = \frac{\pi M a \cos \psi \cos \theta \left(2 \sin^2 \theta - 1 + 2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta} \right)}{\rho c_l^2 R \left((2 \sin^2 \theta - 1)^2 + 4 \cos \theta \sin^2 \theta \sqrt{\frac{c_t^2}{c_l^2} - \sin^2 \theta} \right) \left(1 - \frac{V_0}{c_l} \sin \theta \cos \psi \right)} \cdot \left\{ \arctg \left\{ \frac{2c_l \left(t - \frac{R}{c_l} \right)}{\Theta R} \right\} - \arctg \left\{ \frac{2c_l \left(t - \frac{R}{c_l} - \frac{V_0}{a} \left(1 - \frac{V_0}{c_l} \cos \psi \sin \theta \right) \right)}{\Theta R} \right\} \right\}, \quad (14)$$

причем ненулевые значения в первом слагаемом в фигурных скобках в (14) предполагаются при $t \geq R/c_l$, а во втором – при $t \geq R/c_l + (V_0/a)(1 - (V_0/c_l) \cos \psi \sin \theta)$.

По формуле (14) построена осциллограмма сейсмического отклика в поперечной SV-волне (см. рис. 3б). Сравнение осциллограмм на рис. 3а, б показывает, что принципиальным отличием откликов в поверхностной и в объемной волнах является знакопеременный вид, при котором хвостовая часть как бы «отделяется» от основного тела импульса в поверхностной волне в противоположность случаю импульсного отклика в объемной волне, который характеризуется однополярной зависимостью. Последнее обстоятельство также указывает на своеобразие, заключающееся в знакопостоянном характере отклика по объемным сейсмическим волнам, отличающем их от дипольного акустического отклика, в который преобразуется любое исходное возмущение с первоначально различной импульсной формой по мере распространения с удалением на бесконечность в однородной безграничной атмосфере.

Заметим, что если начальная скорость $V_0 > c_R$, то при торможении тела, движущегося по границе со «сверхзвуковой», но спадающей до значения $V_0 = c_R$ скоростью, возникнут упругие волны, обусловленные «черенковским» механизмом излучения, имеющим иную физическую природу, чем рассмотренная. Сейсмические волны, порождаемые на начальном – «сверхзвуковом» этапе движения приземлившегося метеорита, излучаются преимущественно по другим направлениям, для их описания необходим специальный анализ. Выведенные выше формулы, описывают осциллограммы откликов, приходящихся только на конечный «дозвуковой» этап движения. Получение расчетных соотношений и описание количественных зависимостей для начального этапа требует отдельного рассмотрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенного анализа построены осциллограммы сейсмических откликов на силовое воздействие при резком торможении тела, движущегося по границе упругого полупространства, что моделирует случай заключительного этапа приземления метеорита по касательной к поверхности. Расчеты выполнены в рамках идеализаций (не учитывается влияния атмосферы и др.) при соблюдении «физической строгости» в расчете упругих волновых смещений. Дальнейшее исследование

предполагает учет перечисленных выше физических механизмов генерации сейсмических откликов для адекватного описания явления в целом. Вместе с тем, на основе расчетов показана возможность прогноза формы сейсмограмм и уровня сигнала на выходе сейсмографов при регистрации поверхностной R -волны и поперечной SV -волны вертикальной поляризации, создаваемых метеоритом, приземляющимся на земную поверхность по максимально пологой, горизонтально ориентированной, касательной траектории. Таким образом, расчетные данные показывают возможность получить предварительные оценки кинематических (замедление или начальная скорость) и динамических (начальный импульс) параметров движения метеорита на заключительном этапе торможения по результатам регистрации сейсмических откликов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035-2019-0019).

ЛИТЕРАТУРА

1. Добрынина А. А., Саньков В. А., Чечельницкий В. В., Черных Е. Н. Сейсмические эффекты метеорита Челябинск. В кн.: Метеорит Челябинск – год на Земле. Материалы Всероссийской научной конференции / Составитель А.Н. Антипин. Челябинск: Каменный пояс, 2014. С. 668-677.
2. Селезнев В. С., Лисейкин А. В., Еманов А. А., Белинская А. Ю. Метеороид Челябинск (взгляд сейсмолога). В кн.: Метеорит Челябинск – год на Земле. Материалы Всероссийской научной конференции / Составитель А.Н. Антипин. Челябинск: Каменный пояс, 2014. С. 678-681.
3. Заславский Ю. М., Заславский В. Ю. К оценке сейсмического эффекта при падении на Землю метеорита. Техническая акустика. Электронный журнал <http://www.ejta.org> 2011, 4.
4. Гущин В. В., Докучаев В. П., Заславский Ю. М., Конюхова И. Д. О распределении мощности между различными типами излучаемых волн в полубезграничной упругой среде // Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками. М.: Наука. 1981. С. 113-118.
5. Заславский Ю. М. Нагрузка с циклическим перемещением точки воздействия как источник сейсмических волн-гармоник / Физика земли 1994. №2. С. 52.
6. Ewing E., Jardetsky W., Press F. Elastic waves in layered media. N-Y.: McGraw-Hill, 1957. 454 p.
7. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Т.1, 2. М.: Мир, 1991. 880 с.
8. Петрашень Г. И. Распространение волн в упругих средах. Л.: Наука, 1980. 324 с.
9. Miller G. F., Pursey H. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of semi-infinite isotropic solid // Proc. Royal Soc., Ser.A, 1954, V. 223, №1155, P. 521-541.
10. Шемякин Е. И., Файншмидт В. М. Распространение волн в упругом полупространстве, возбужденном поверхностной касательной силой // Ученые записки

ЛГУ, №177, Сер. Математические науки. Вып. 28. Динамические задачи теории упругости, IV, 1954. С. 148-179.

11. Krylov V. V. Generation of ground vibrations by accelerating and braking road vehicles. ACUSTICA – acta acustica vol.82 (1996) 642-649.

12. Заславский Ю. М. Волны Лява, возбуждаемые движущимся источником / Акуст. ж. 2016. т. 62, № 1, с. 87-94.

13. Заславский Ю. М. Излучение сейсмических волн вибрационными источниками. Изд-во ИПФ РАН Н.Новгород, 2007. – 200 с.