

ПРЕДЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИ-ВЯЗКОГО ЗАТЕКАНИЯ УДАРНЫХ КРАТЕРОВ В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ ПРИ СЕЙСМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Б.А. Иванов

ИДГ РАН

Малые лунные кратеры с диаметром менее ~100 м являются самыми молодыми (<0.5 млрд лет). При наличии нескольких крупных кратеров, образованных за это время, малые лунные кратеры и их скорость деградации в различных районах Луны позволяют нам исследовать современные поверхностные процессы. В данном сообщении мы исследуем вклад сейсмического встряхивания в деградацию малых лунных кратеров.

DOI

Введение

Считается, что сейсмическое встряхивание является важным фактором эволюции поверхности на астероидах [Richardson et al., 2005; Richardson, 2009, 2013] и на Луне [Richardson, 2009]. Однако сложное строение приповерхностных слоев безатмосферных планетных тел, сформированных многочисленными метеоритными ударами, делает сложной оценку «сейсмического фактора».

Приповерхностные слои Луны, в которых образованы малые кратеры, имеют довольно сложный разрез – верхний слой реголита (скорость продольных упругих волн $c_p \sim 100$ м/с, толщина от 5 до 15 м в различных областях) покоится на слое раздробленных пород ($c_p \sim 300$ м/с, толщина ~1000 м). Лишь глубже ~1 км скорости упругих волн достигают значений, типичных для трещиноватой горной породы [Nakamura et al., 1975; Heiken et al., 1991] и возрастают до глубины ~100 км – возможно за счет закрытия трещин литостатическим давлением [Gillet et al., 2017]. Исходя из этих оценок можно предположить, что малые лунные кратеры диаметром до ~100 м в основном созданы в гранулированной полидисперсной среде.

Сразу после образования малые кратеры имеют отношение глубины к диаметру $d/D \geq 0.25$ и максимальную крутизну склона, близкую к углу естественного откоса [Ivanov, 2018]. Последующие метеоритные удары в сам кратер и поблизости легко приводят к образованию лавин и оползней, переносящих материал со стенок кратера на его дно. Постепенно угол склона уменьшается вместе с уменьшением d/D кратера, что и называется «деградацией» кратера. Статистика распределения числа малых кратеров по величине d/D показывает, что скорость деградации уменьшается, когда кратер достиг $d/D \sim 0.12-0.15$ с максимальным наклоном стенки кратера ~20–25°. Для таких пологих кратеров основным механизмом продолжения деградации обычно считается переброс под уклон выбросов из мелких новых кратеров. Этот механизм называется «пескоструйным» («sandblasting»). Обычно предполагается, что главную роль играют наложенные кратеры с диаметрами в 10 и более раз меньше изучаемого индивидуального кратера диаметром D [Soderblom, 1970;

Fassett and Thomson, 2014]. При случайном распределении мест падения метеороидов действие «пескоструйного» механизма должно быть одинаковым по всей поверхности Луны. Однако при изучении деградации малых кратеров вокруг различных мест посадки аппаратов Аполлон и Луна были выявлены существенные различия в скорости старения кратеров на поздней стадии (см., например [Mahanti et al., 2018]. Поэтому можно предположить, что одним из факторов, влияющих на скорость деградации, могут быть различия в сейсмическом разрезе в исследуемых районах, влияющие на вклад «сейсмического встряхивания» в скорость деградации. Отсюда возникла задача оценить пределы влияния сейсмических волн от ударов вокруг некоторого выбранного кратера на его деградацию/старение в терминах уменьшения отношения глубины к диаметру d/D .

Ричардсон [Richardson, 2013] предложил модель слоя реголита, медленно сползающего на дно кратера при встряхивании сейсмическими волнами. Эта модель включает неизвестную заранее толщину сползающего слоя. В данной работе мы предлагаем модель медленной ползучести грунта, вмещающего кратер, на поздней стадии деградации, когда сход отдельных оползней гораздо менее вероятен, чем для молодых кратеров с крутыми склонами.

Постановка задачи

Предположим, что реголит вокруг кратера находится в статическом равновесии, когда малые упругие напряжения под кратерной депрессией в лунном поле тяжести балансируются силами сухого трения. Характерные величины упругих сдвиговых деформаций γ имеют порядок τ/G , где τ – сдвиговое напряжение, а G – упругий модуль сдвига. Для простоты мы предположим, напряженный подкратерный материал состоит из блоков с характерным размером x . Сдвиговым напряжениям соответствуют упругие смещения противоположных сторон блока $\Delta x \sim \gamma \cdot x$ относительно ненагруженного состояния.

Этот подход во многом похож на обоснование модели акустической флюидизации [Melosh, Ivanov, 1999]. На рис. 1, а показан простейший аналог блочного

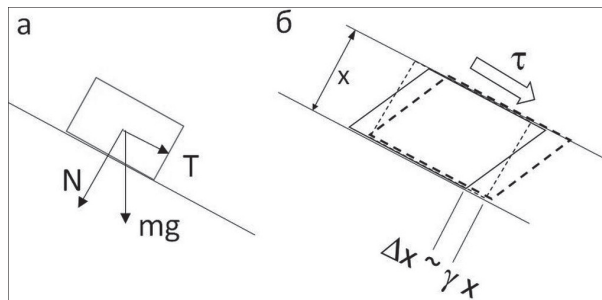


Рис. 1. (а) – силы, действующие на блок на наклонной плоскости; (б) – схема деформирования блока размером x сдвигом между двумя плоскостями с возникновением сдвигового напряжения τ . Предполагаемое внешнее воздействие разжимает на время блок, и его форма восстанавливается до ненагруженной (короткие штриховые линии). По окончании внешнего воздействия верхняя граница блока снова прижимается и сдвиговое напряжение снова создает в блоке сдвиговую деформацию (толстые штриховые линии). Если направление действия τ сохраняет направление, центр тяжести блока при единичном воздействии сдвинется на величину порядка

$$\Delta x \sim \gamma \cdot x$$

массива – блок, лежащий на наклонной плоскости. Вес блока mg создает нормальную силу N , прижимающую блок к основанию, и скатывающую силу T , стремящуюся сдвинуть блок вниз по склону.

Если внешнее воздействие (колебания в сейсмической волне) приведет на какое-то время t_{off} к уменьшению прижимающей силы настолько, чтобы трение на нижней грани стало меньше скатывающей силы, блок сдвинется на величину, пропорциональную $\Delta x \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2$ (с некоторыми коэффициентами, учитывающими угол склона и превышение скатывающей силы над уменьшенной силой трения). Для блоков с характерным размером x смещение можно описать возрастанием видимой сдвиговой деформации блочной системы $\Delta \gamma = \Delta x/x$. Если проскальзывание повторяется с периодом Δt , с точки зрения большого промежутка времени сдвиговая деформация блочной системы будет возрастать со средней скоростью деформации $\langle \dot{\epsilon} \rangle \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2 / (x \Delta t)$ под действием постоянной скатывающей силы T , которая на единичной площади соответствует сдвиговому напряжению τ . Движение с постоянной скоростью деформации под действием постоянного сдвигового напряжения можно описывать как вязкое с эффективной вязкостью μ :

$$\tau = \mu \langle \dot{\epsilon} \rangle \sim 0.5 g t_{\text{off}}^2 / (x \Delta t).$$

Учитывая, что сдвиговое напряжение пропорционально mg , выражение для кинематической вязкости $\eta = \mu/\rho$ после элементарных преобразований можно записать в виде (собрав различные множители в коэффициент A)

$$\eta = A \frac{1}{\left(t_{\text{off}} / \Delta t \right)^2} \frac{x^2}{\Delta t}. \quad (1)$$

Подробнее рассуждения о квазивязком движении блочной среды можно найти в работе [Melosh, Ivanov, 1999]. Из уравнения (1) видно, что для величины эффективной вязкости важна доля времени, проводимого блоком в «свободном полете» по отношению ко времени повторения, $t_{\text{off}}/\Delta t$ – чем короче доля времени «полета», тем больше вязкость. С другой стороны – квазивязкость возрастает как квадрат размера блоков и не зависит от силы тяжести (и скатывающая сила, и «дальность свободного полета» зависят от силы тяжести, которая «сокращается» при алгебраических преобразованиях).

В модели (на рис. 1, а), блоки предполагаются несжимаемыми и абсолютно жесткими. В реальности блоки состоят из деформируемого материала. Это открывает возможность построить близкую к предельной модель квазивязкости, учитывающую упругую деформацию частиц.

Рассмотрим блок, зажатый между двумя параллельными границами (рис. 1, б). Пусть он находится где-то в зоне упругих напряжений, вызванных наличием кратера на поверхности упругого массива. Предположим, что на блок действует сдвиговое напряжений τ . После образования кратера среда вокруг приходит в равновесие, при котором в каждой малой области средняя упругая деформация создает средние (по набору частиц) упругие напряжения, которые уравнивают действие литостатических напряжений.

При достаточно сильном сейсмическом встряхивании трение между блоками исчезает и каждый блок восстанавливает ненагруженную форму – каждый блок немного смещается относительно соседних блоков чтобы обнулить γ . При этом блок сдвигается относительно соседей на расстояние порядка Δx . После

прохождения сейсмической волны блоки снова прижимаются друг к другу и деформируются так, чтобы сдвиговые напряжения снова стали порядка $\gamma \approx \tau/G$ и уравновесили напряжения от силы тяжести. При таком подходе чистый эффект единичного «встряхивания» выражается в остаточном смещении соседних блоков на малую величину порядка $\Delta x \sim \gamma \cdot x$. Если встряхивание повторяется с временным интервалом Δt , то поведение блочной системы можно рассматривать как вязкое: скорость сдвиговых деформаций оценивается как $\dot{\epsilon} = \gamma/\Delta t$, а «вязкие» напряжения – как $\tau = \mu \cdot \dot{\epsilon}$, где «вязкость» $\mu \sim G \cdot \Delta t$.

Величина модуля сдвига может быть записана как $G = \rho \cdot c_t^2$, где ρ – плотность гранулированного материала, а c_t – скорость поперечных акустических волн. В этих терминах величина кинематической вязкости $\eta = \mu/\rho$ выражается как

$$\eta = c_t^2 \cdot \Delta t. \quad (2)$$

Здесь виден интересный результат – величина «вязкости» для ползучести при импульсном встряхивании в предлагаемой модели может быть оценена через скорость звука (поперечные колебания) и время между импульсами встряхивания. Для первоначальных численных оценок мы предполагаем относительно низкие упругий модуль сдвига $G \sim 100$ МПа и скорость поперечных волн c_t порядка 250 м/с, типичные для гранулированных сред [Lemrich et al., 2017; Heiken et al., 1991]. Лунный реголит в верхнем слое может иметь $c_t \sim 100$ м/с, однако скорости волн быстро возрастают с глубиной. Если, сильное встряхивание повторяется, например, в среднем раз в 100 лет ($3 \cdot 10^9$ с), видимая вязкость «ползучести при встряхивании» имеет величину порядка $2 \cdot 10^{14}$ м²/с. Если в единичном сейсмическом событии достигается несколько «встряхиваний» с амплитудой, выше критической (например, приход цуга сейсмических колебаний), эффективная вязкость будет иметь меньшую величину.

Здесь нужно сделать несколько замечаний. Во-первых, схема, предложенная на рис. 1, б, слишком упрощена. При снятии сдвиговой нагрузки упругий блок начинает колебаться, и требуется дополнительно предположить, что «период разгрузки» длится достаточно долго, чтобы собственные колебания блоков затухли, иначе блоки с различной собственной частотой будут зажаты при восстановлении напряжений в любом положении. Во-вторых, в зернистой среде, какой являются верхние десятки и сотни метров под лунной поверхностью, можно рассматривать блоки, включающие много частиц (согласно силовым схемам появляющимся при моделировании методом дискретных элементов), а можно рассматривать отдельные частицы. В твердой частице («песчинке») упругий модуль сдвига (и скорость поперечных волн) на порядок выше, чем в ансамбле частиц, поэтому оценка (2) будет давать гораздо большие значения псевдовязкости. В-третьих, если рассуждать на уровне «песчинок», деформирование набора индивидуальных частиц может генерировать локальные акустические колебания, переводящие задачу о трении в область очень высоких частот. По этим причинам наши оценки ниже нужно считать весьма предварительными.

И последнее замечание – можно предположить, что при определенных условиях (в ответ на воздействие с широким спектром частот) могут реализоваться оба механизма квази вязкого поведения сыпучей среды – крупные блоки будут «подпрыгивать» по механизму (1) в ответ на низкие частоты внешних колебаний, а локальные суб-блоки будут «звенеть» по механизму (2), реагируя на более высокие частоты колебаний. Эти соображения могут быть использованы в последующей работе.

Некоторые экспериментальные и наблюдательные данные

Наибольшее количество экспериментальных работ по действию вибраций на сыпучую среду относятся к техническим аспектам виброожижения и проводятся при значениях ускорений в вибросистемах, порядка ускорения земного тяготения. В нашем случае важны колебательные воздействия минимальной интенсивности. Мы нашли лишь несколько работ, в которых использовались колебания малой амплитуды.

Chou et al. (2013) привели данные о расползании двумерного песчаного хребта треугольного сечения на вибростоле. При горизонтальном ускорении 0.3 g, песчаная горка расползается до достижения угла откоса около 5° за 10 с, опыт с ускорением вибраций около 0.05 g был прекращен через 25 с. Важно отметить, что при ускорении 0.3 g наблюдалось интенсивное течение в верхних слоях, то есть реакция модели была различной в различных точках.

Похожие опыты провели Манжиков и Ильичев [2015]. Эти авторы наблюдали расползание конуса из соли (NaCl) на вибростоле (алюминиевая плита, возбуждаемая в центре геофоном) при частотах колебаний от 10 до 50 Гц. За время порядка 1000 с угол откоса соляной горки уменьшался с $31\text{--}32^\circ$ до $26\text{--}27^\circ$, и за следующие 1000 с видимых изменений не происходило.

В иной редакции были поставлены опыты в работе [Бобрякова и др., 2010]. Здесь прибор простого среза с образцом сыпучей среды подвергался периодическому импульсному воздействию («постукиванию» неопределенной в публикации силы). При этом наблюдалась релаксация напряжений в зоне готовящегося сдвига (среза). При постоянном напряжении 30 тыс. «постукиваний» приводили к резкому сдвигу в грунте. При другом уровне нагрузки 100 тыс. постукиваний приводили к постепенной релаксации внешней нагрузки примерно в 10 раз. Авторы приводят только энергию единичного удара, поэтому еще предстоит обработать эти результаты, но они выглядят в чем-то перекликающимися с подходом, предложенным в настоящей работе.

Похожие экспериментальные результаты опубликованы [Марков и др., 2010]. Здесь периодические удары по контейнеру, в котором создавалась модель песчаного склона, вызывали накопление деформаций.

Еще одним вопросом является часто наблюдаемое уплотнение гранулированной среды под воздействием вибраций. В случае лунного грунта имеется непрямо́е свидетельство того, что эффект уплотнения в условиях Луны ограничен. Обобщая материалы измерений изменения лунного грунта по глубине [Heiken et al., 1991] отмечает, что ожидаемого достижения максимальной упаковки частиц реголита не наблюдается. Возможно, что повторяющиеся удары метеороидов, которые и формируют реголит в течение миллионов лет, не только (и не столько) уплотняют грунт вокруг каждого кратера, но и разуплотняют его динамическими сдвиговыми деформациями. Этот вопрос также можно считать достойным последующего изучения.

Оценка необходимого числа ударных событий

Имея оценку эффективной «вязкости» (см. предыдущий раздел) мы можем оценить реалистичность предположения о том, что деградация малых кратеров происходит только за счет периодического сейсмического встряхивания, не

предполагая заранее конкретных характеристик затухания сейсмических волн при ударах. Вместо этого мы используем имеющиеся данные о времени деградации кратеров и оценки частоты образования кратеров различного размера. Следуя работе [Ivanov, 2018], предположим, что кратер диаметром D деградирует в состояние с отношением глубины к диаметру порядка 0.06 за время порядка $T(\text{Мур}) \sim 5 \cdot D(\text{м})$. Следовательно, время существенной деградации кратеров диаметром $1 < D(\text{м}) < 100$ находится в диапазоне от 5 до 500 млн лет. Это время нужно сравнить с вязким решением о затекании кратерной депрессии. Для вязкой среды время уменьшения глубины в e раз составляет примерно $T \sim v/gD$ [Melosh, 2011, с. 83, ур-е 3.34]. Тогда характерное время «затекания» кратера диаметром D в мишени с поперечной скоростью звука c , при почти постоянном отношении T/D for $1 < D(\text{м}) < 100 \text{ м}$ [Ivanov, 2018] можно выразить как

$$\begin{aligned} T \sim v/gD &= c_i^2 \cdot \Delta t/gD; \\ \text{или } N = T/\Delta t &\sim c_i^2/gD, \end{aligned} \quad (3)$$

где $N = T/\Delta t$ – число «встряхивающих событий», приводящих к существенной деградации кратера.

Если верно предположение $T/D \approx \text{const}$, число критических встряхиваний должно уменьшаться с ростом диаметра кратера D как $N \sim c_i^2/gD^2$. С одной стороны, необходимое число критических встряхиваний должно существенно снижаться с ростом диаметра кратера. С другой стороны, количество ударных кратеров, образующихся вблизи заданной точки за фиксированное время, уменьшается с ростом D как $(N/S) = A \cdot D^{-3}$, где константа $A = 0.0038 \text{ м/млн лет}$ для хронологии Нойкума. Для наглядности оценим число кратеров диаметром $\geq D$, способных «встряхнуть» кратер диаметром D в центре области площадью S . Это число должно быть сравнимо с величиной N в формуле (1): $N/S = A \cdot D^{-3} \sim c_i^2/gD^2$. Отсюда мы можем оценить необходимую площадь «активной» области $S = (\pi/4) \cdot D_{\text{seism}}^2$, которая за время деградации кратера T аккумулирует достаточное количество ударов, «встряхивающих» кратер в центре.

Подчеркивая еще раз предварительный характер оценок, подведем итог в виде численного результата, выражающего отношение диаметра области, ударные воздействия в которой сопровождаются критическим «встряхиванием» кратера в центре, к диаметру кратера, $f = D_{\text{seism}}/D$:

$$f \sim a \sqrt{\frac{c_i^2}{\pi g A T}}, \quad (4)$$

где в коэффициент a собраны все неизвестные постоянные, такие как число критических «встряхиваний» при единичном ударном событии поблизости (в пределах круга диаметром D_{seism}). Предположив для простоты, что один удар в пределах D_{seism} производит одно критическое встряхивание, получим оценки f : для кратера диаметром $D = 1 \text{ м}$ $f \sim 800$, а для $D = 100 \text{ м}$ $f \sim 80$. Это означает, что для того, чтобы объяснить деградацию кратера за время, оцененное в [Ivanov, 2018], необходимо предположить, что каждый новый кратер диаметром $\geq D$, образованный ближе 400 м от кратера диаметром $D = 1 \text{ м}$ (или ближе 4 км от кратера $D = 100 \text{ м}$) производит критическое встряхивание, приводящее к деградации кратера в центре за счет ползучести реголита под кратером.

Обсуждение и заключение

Представленная модель направлена на то, чтобы (1) предложить наиболее консервативный сценарий для сейсмического встряхивания и соответствующего «сейсмического крипа» в зернистой среде, окружающей малые кратеры диаметром от 1 до 100 м, и (2) оценить, насколько велика область, количество ударов в которой соответствует времени старения кратеров только за счет сейсмических волн.

Исходя из наших текущих знаний о сейсмической эффективности ударов в реголит, нам представляется, что полученные оценки размеров «сейсмической области» слишком велики, чтобы быть правильными. Отсюда следует, что необходимо учитывать и другие механизмы старения кратеров, перечисленные в работе [Richardson, 2009]. С другой стороны, наша «вязко-ударная» модель предсказывает рост эффективности сейсмического встряхивания с ростом диаметра исследуемого кратера, поэтому нельзя просто проигнорировать сейсмический механизм деградации. Проблемой для применения простой модели для кратеров размером 50 м и более является то, что большие кратеры проникают через слой реголита в более компетентные породы. Поэтому необходимой задачей является поиск диапазона диаметров кратеров, в котором сейсмическое встряхивание может конкурировать с другими механизмами деградации малых лунных кратеров.

В общем, при консервативных предположениях, создается впечатление, что сейсмической энергии дальних ударов недостаточно для достаточно быстрой деградации кратеров. Вместе с уточнением использованных в данной работе подходов, нам кажется перспективным проверить эффективность действия сейсмических волн от ударов малых тел, образующих кратеры непосредственно в изучаемом кратере (как в «пескоструйной» модели).

Автор благодарен анонимному рецензенту, чьи замечания помогли улучшить статью.

Работа выполнена в рамках программы РАН (проект № 0146-2018-0003).

Литература

Бобряков А.П., Косых В.П., Лубягин А.В. Неустойчивость пластического течения сыпучих сред при статических нагрузках и слабых сотрясениях. В сб. «Триггерные эффекты в геосистемах»: материалы Всероссийского семинара-совещания / Ред. В.В. Адушкин и Г.Г. Кочарян. Москва. ГЕОС. 2010. С. 175–183.

Манжиков Б.Ц., Ильичев П.В. Влияние вибраций на трение в сыпучих средах // *Фундаментальные и прикладные вопросы горных наук.* 2015. Т. 2. № 2. С. 327–331.

Марков В.К., Марков Д.В., Перник Л.М. Экспериментальные исследования устойчивости склона в условиях накопления малых возмущений. В сб. «Триггерные эффекты в геосистемах»: материалы Всероссийского семинара-совещания / Ред. В.В. Адушкин и Г.Г. Кочарян. М.: ГЕОС. 2010. С. 219–224.

Chou H.-T., Lee C.-F., Chen S.-C. The Collapse Process of Granular Slopes Under Seismic Forcing. In *Earthquake-Induced Landslides*, eds K. Ugai, H. Yagi, & A. Wakai, Springer Berlin Heidelberg. Berlin, Heidelberg. 2013. P. 45–57.

Fassett C.I., Thomson B.J. Crater degradation on the lunar maria: Topographic diffusion and the rate of erosion on the Moon // *J. Geophys. Res. (Planets).* 2014 V. 119. P. 2255–2271.

Heiken G. H., Vaniman D. T., French B. M. (Eds.) Lunar sourcebook - A user's guide to the moon. Cambridge University Press, 1991. – 753 p.

Ivanov, B.A. Size-Frequency Distribution of Small Lunar Craters: Widening with Degradation and Crater Lifetime // *Solar System Research*. 2018. V. 52. P. 1–25.

Lemrich L., Carmeliet J., Johnson P. A., Guyer R., Jia X. Dynamic induced softening in frictional granular materials investigated by discrete-element-method simulation // *Physical Review E*. 2017. V. 96. No. 6, P. 062901.

Mahanti P., Robinson M.S., Thompson T.J., Henriksen M.R. Small lunar craters at the Apollo 16 and 17 landing sites - morphology and degradation // *Icarus*. 2018 V. 299. P. 475–501.

Melosh H.J. Planetary Surface Processes. Cambridge University Press. 2011. 520 p.

Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact Crater Collapse // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. 1999. V. 27. P. 385–415.

Nakamura Y., Dorman J., Duennebier F., Lammlein D., Latham G. Shallow lunar structure determined from the passive seismic experiment // *Moon*. 1975. V. 13. P. 57–66.

Richardson J.E. Three-Dimensional Modeling of Crater Degradation via the Effects of Impact Induced Seismic Shaking, with Comparison to Crater Count Data // *Lunar and Planetary Science Conference*, Woodland TX. USA. 2013. No. 2397.

Richardson J.E., Melosh H.J., Greenberg R.J., O'Brien D.P. The global effects of impact-induced seismic activity on fractured asteroid surface morphology // *Icarus*. 2005. V. 179. P. 325–349.

Richardson J.E. Cratering saturation and equilibrium: A new model looks at an old problem // *Icarus*. 2009. V. 204. P. 697–715.

Soderblom L.A. A model for small-impact erosion applied to the lunar surface // *J. Geophys. Res. (Planets)*. 1970. V. 75. P. 2655–2661.

УДК 622.235

АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МАССОВЫХ ВЗРЫВОВ ПРИ ШАХТНОЙ РАЗРАБОТКЕ ЖЕЛЕЗОРУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

В.И. Куликов

ИДГ РАН

Проведен мониторинг массовых взрывов в г. Губкин при взрывной отбойке железной руды в шахте им. Губкина АО «Комбинат КМАруда». В ходе мониторинга, наряду с регистрацией сейсмозрывных волн, получены регистрограммы давления воздуха. Показано, что в эпицентре взрыва вертикальные сейсмозрывные колебания дневной поверхности излучают плоские воздушные волны. Анализируется их амплитуда, частота и воздействие на население города.

DOI

Введение

Разработка железорудных месторождений в России ведется с помощью буровзрывных работ (БВР). Причем, значительная доля добываемой руды приходится на