

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ВУЛКАНОЛОГИЯ
И
СЕЙСМОЛОГИЯ

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

1

МОСКВА · 1987

УДК 551.324

ВИНОГРАДОВ В. Н., МУРАВЬЕВ Я. Д., НИКИТИНА И. М.,
САЛАМАТИН А. Н.

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ФРЕАТИЧЕСКИХ ВЗРЫВОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАВЫ И ЛЬДА

Одним из основных следствий прямого контакта лавовых потоков и ледяных массивов во время извержения вулканов является образование многочисленных вторичных взрывов. По классификации В. И. Влодавца [5] они относятся к фреатическим контактным взрывам.

Качественные описания фреатических взрывов, отмечавшихся при извержении в нивально-гляциальной зоне Ключевской группы вулканов, приводятся в работах [2—4]. Анализ данных показывает, что наиболее благоприятные условия для формирования вторичных взрывов складываются в том случае, когда лавовые потоки мощностью более 5 м перекрывают небольшие изолированные объемы льда.

Протекание фреатического взрыва процесс сложный; определяемый многими факторами, такими, как температура и толщина лавового потока, размер и форма ледяного тела, наличие в нем моренно-пирокластических прослоев и др. В зависимости от соотношения этих факторов возможны различные режимы от спокойного выделения пара по трещинам до сильных взрывов с выносом раздробленного лавового материала (рис. 1). Последнее, очевидно, происходит, когда есть условия для достаточно длительного накопления пара в полости под повышенным давлением. Увеличение массы пара при отсутствии его утечки должно привести к росту давления или объема, или того и другого вместе. Когда накопление пара идет под пластичной лавовой кровлей, мало вероятно значительное повышение давления, при этом должен преобладать процесс роста объема за счет деформации кровли.

Рассмотрим в качестве приближения следующую простую модель формирования и протекания фреатического взрыва, разбив этот процесс на три последовательные стадии: 1) плавление льда и нагревание талой воды до температуры кипения без существенного увеличения объема погребенной массы; 2) испарение воды, сопровождающееся значительным увеличением объема; 3) прорыв лавового покрова и истечение пароводяной смеси — собственно фреатический взрыв.

Такая модель позволит найти некоторые количественные соотношения, которые можно будет сравнить с наблюдениями. В первом приближении будем считать, что на протяжении всех этапов вторичного взрыва давление в подлавовой камере постоянно и равно $P_c = g\rho_0 H + P_{ат}$, где g — ускорение силы тяжести, ρ_0 — плотность лавы, $P_{ат}$ — атмосферное давление. Обозначим через t_0 среднюю температуру лавового потока в °С на удалении от контакта с ледяным массивом, а через S — плановую площадь, по которой распределена масса льда (M).

Плавление льда. Пусть $r_{л}$ — скрытая теплота плавления льда, r_c и t_c — скрытая теплота парообразования и температура кипения воды при давлении P_c . При умеренных давлениях $P_c < 5$ МПа величина t_c не превосходит 250°С (рис. 2) и значительно меньше температуры лавы t_0 . Поэтому изменением температуры в процессе плавления льда и после-

дующего нагрева по сравнению с t_0 можно пренебречь и рассчитать тепловой поток q , поступающий к погребенному объему льда (воды) на основе решения задачи о теплопереносе в слое лавы, рассматривая последний как полуограниченный массив [9]:

$$q = \frac{\lambda_0 t_0 S}{\sqrt{\pi a_0 \tau}}, \quad (1)$$

где λ_0 и a_0 — коэффициенты тепло- и температуропроводности лавы.

Следовательно, за время τ ледоводяной массив получит тепла

$$Q = \frac{2\lambda_0 t_0 S}{\sqrt{\pi a_0}} \sqrt{\tau}. \quad (2)$$

Для того, чтобы завершить первую фазу: расплавить лед и нагреть воду до температуры t_* при массе льда M необходима тепловая энергия

$$Q_1 = M(r_{\text{л}} + C_{\text{в}} t_*). \quad (3)$$

Приравняв выражение (2) и (3), найдем момент времени τ_1 конца первой стадии

$$\tau_1 = \frac{\pi a_0 M^2 (r_{\text{л}} + C_{\text{в}} t_*)^2}{4\lambda_0^2 t_0^2 S^2}. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) $C_{\text{в}}$ — удельная теплоемкость воды. Температуру t_* всегда можно рассчитать при заданном давлении P_* по данным [6], представленным на рис. 2.

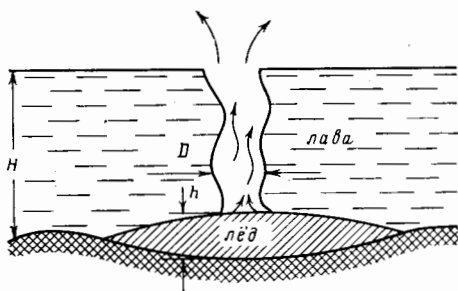


Рис. 1

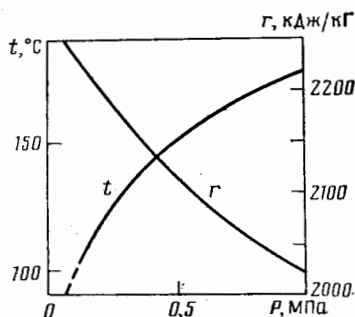


Рис. 2

Рис. 1. Взаимодействие лавового потока с погребенным ледяным телом. Обозначения см. в тексте

Рис. 2. Термодинамические свойства воды и водяного пара на линии насыщения по данным [6]

Парообразование. В силу близости плотностей льда и воды первая стадия происходит практически в изохорных условиях. После завершения первой стадии все тепло Q , поступающее к пароводяному объему, идет на образование пара. При $P < 5$ МПа плотность образующегося пара $\rho_{\text{п}}$ можно подсчитать приближенно по формуле

$$\rho_{\text{п}} = \rho_{\text{в}} P / (1650 P_{\text{ат}}), \quad (5)$$

где $\rho_{\text{в}}$ — плотность воды (величина постоянная), $P_{\text{ат}}$ — атмосферное давление. Нетрудно видеть, что $\rho_{\text{п}}$ в 10—100 раз меньше $\rho_{\text{в}}$. В результате образование пара приводит к значительному увеличению объема V , занимаемого пароводяной смесью. Этот объем можно выразить так:

$$V = \frac{M}{\rho} \equiv M \left[\frac{1}{\rho_{\text{в}}} + x \left(\frac{1}{\rho_{\text{п}}} - \frac{1}{\rho_{\text{в}}} \right) \right], \quad (6)$$

где ρ — плотность пароводяной смеси, x — массовое содержание пара:

С момента τ_1 , до момента $\tau > \tau_1$, пароводяной объем дополнительно получает следующее количество тепла:

$$\Delta Q = \frac{2\lambda_0 t_0 S}{\sqrt{\pi a_0}} (\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_1}),$$

и соответствующая масса пара равна $xM = \Delta Q/r_*$. Отсюда

$$x = \frac{2\lambda_0 t_0 S}{\sqrt{\pi a_0} Mr_*} (\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_1}), \quad \tau > \tau_1. \quad (7)$$

Средняя толщина объема, занятого пароводяной смесью, равна

$$h = M/(S\rho).$$

Вся вода превратится в пар к моменту времени τ_n , который определяется условием $x=1$. Из (7) найдем

$$\tau_n = \tau_1 \left(1 + \sqrt{\frac{\pi a_0}{\tau_1} \frac{Mr_*}{2\lambda_0 t_0 S}} \right)^2.$$

Деформация лавового слоя, сопровождающая значительный рост объема на второй стадии фреатического взрыва, может привести к образованию в нем трещин и каналов, так что, по-видимому, уже при $\tau = \tau_2 < \tau_n$ начинается третья стадия процесса — истечение пароводяной смеси из-под лавового массива в атмосферу.

Фреатический взрыв. Собственно время истечения значительно меньше, чем τ_1 и τ_2 . Поэтому можно пренебречь дополнительным поступлением тепла от лавы к пароводяной смеси в течение взрыва. Пусть D — средний эквивалентный диаметр канала, образовавшегося в лавовом слое, а x_2 — массовое содержание пара в пароводяной смеси под лавовым массивом в момент прорыва τ_2 (в период истечения). Введем, кроме того, дополнительные обозначения: G — массовый расход пароводяного потока; $x_{ат}$ — массовое содержание пара в потоке на выходе из канала прорыва; $W_{ат}$ — скорость истечения пароводяного потока в атмосферу; $r_{ат}$ — скрытая теплота парообразования при атмосферных условиях; $t_{ат}$ — температура кипения воды при атмосферном давлении $P_{ат}$. Пренебрегая кинетической энергией пароводяной смеси в камере под слоем лавы, запишем уравнение сохранения полной энергии потока [8, 10] в форме, связывающей характеристики двухфазной смеси в камере и на выходе из канала прорыва:

$$C_v(t_{ат} - t_*) + x_{ат}r_{ат} - x_2r_* + \frac{W_{ат}^2}{2} = 0. \quad (8)$$

Аналогично, усредняя гидравлические потери вдоль канала можно записать по [10]:

$$P_* - P_{ат} = \frac{G}{f} \left[1 + \frac{\xi H}{4D} \right] W_{ат}, \quad (9)$$

где ξ — коэффициент гидравлического сопротивления в обобщенной формуле Дарси — Вейсбаха [6], $f = \pi D^2/4$ — средняя площадь сечения канала.

При атмосферных условиях из формул (5) и (6) следует ($P = P_{ат}$):

$$\rho_n = \rho_v/1650, \quad \rho \approx \rho_v/(1650 x_{ат}).$$

Отсюда

$$W_{ат} = (1650 x_{ат} G)/(f\rho_v). \quad (10)$$

Уравнения (8) — (10) представляют собой систему из трех уравнений относительно трех неизвестных G , $W_{ат}$, $x_{ат}$. Ее решение нетрудно найти

$$\begin{aligned}
 \dot{G} &= f(P_* - P_{\text{ат}}) / [W_{\text{ат}}(1 + 0,25 \xi H/D)]; \\
 W_{\text{ат}} &= \sqrt{C_{\text{в}}(t_* - t_{\text{ат}}) + x_2 r_*} / \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{\rho_{\text{в}} r_{\text{ат}}(1 + 0,25 \xi H/D)}{1650(P_* - P_{\text{ат}})}}; \quad (11) \\
 x_{\text{ат}} &= [C_{\text{в}}(t_* - t_{\text{ат}}) + x_2 r_*] / \left[\frac{1650(P_* - P_{\text{ат}})}{2\rho_{\text{в}}(1 + 0,25 \xi H/D)} + r_{\text{ат}} \right].
 \end{aligned}$$

Используя расчетные формулы (11) можно сразу же подсчитать длительность $\Delta\tau_{\text{вз}}$ фреатического взрыва по очевидному соотношению

$$\Delta\tau_{\text{вз}} = M/G. \quad (12)$$

Этим завершается приближенное математическое описание всех стадий фреатического взрыва.

Отметим, что в полученных расчетных формулах основной неопределенной величиной, точное значение которой зависит от большого числа случайных факторов, является время начала истечения τ_2 . По-видимому, τ_2 должно быть больше τ_1 и вряд ли превосходит $\tau_{\text{п}}$. Трудно прогнозируемой величиной является также диаметр канала истечения D и коэффициент гидравлического сопротивления ξ . Правда, по данным натурных наблюдений [2] можно предположить, что $D \lesssim H$, а из [1] найти, что наиболее вероятные значения коэффициента ξ лежат в диапазоне 0,04—0,06. Следовательно, в (11) отношение $(\xi H)/(4D) \gtrsim 0,01$, и влияние возможных погрешностей при его вычислении на расчет величин G , $W_{\text{ат}}$ и $x_{\text{ат}}$, видимо, незначительно.

В период второй стадии может также изменяться плановая площадь S . При этом время $\tau_{\text{п}}$ должно уменьшиться. Не учитывает предлагаемая модель и того, что извергающийся пароводяной поток может быть отягощен пеплом и обломками лавы. Естественно, что замкнутая подлавова камера в частных случаях является не единственным условием формирования фреатических взрывов. В первой стадии взрыва может, например, отсутствовать плавление льда при условии подтока воды извне. В таком случае герметичность камеры создается гидростатическим давлением в канале на входе ручья под лавовый поток.

Рассмотрим конкретный пример расчета фреатического взрыва. В качестве исходных данных примем величины, близкие к обсуждавшимся ранее в [2]: $P_{\text{ат}} = 0,1$ МПа (1 ат); $g = 9,81$ м/с²; $M = 5000$ кг; $S = 20$ м²; $H = 10$ м. Реальность их подтверждается нашими наблюдениями во время извержения прорыва Предсказанный Ключевского вулкана в 1983 г.: размеры ледяных тел типичны для зоны «мертвых» и погребенных льдов постройки вулкана; толщина лавовых потоков в ряде случаев достигала 10 м и более.

Свойства лавы (базальта) возьмем из справочника [7]: $\rho_0 = 2800$ кг/м³; $\lambda_0 = 2,5$ Вт/(м·°С); $C_0 = 0,8$ кДж/(кг·°С); $a_0 = \lambda_0/(\rho_0 C_0) = 1,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $t_0 = 1200^\circ$ С.

Отсюда $P_* = 0,37$ МПа ($\approx 3,7$ ат); $t_* = 140^\circ$ С; $r_* = 2150$ кДж/кг.

Кроме того, $P_{\text{ат}} = 0,1$ МПа; $t_{\text{ат}} = 100^\circ$ С; $r_{\text{ат}} = 2260$ кДж/кг; $C_{\text{в}} = 4,2$ кДж/кг; $\rho_{\text{в}} = 1000$ кг/м³. Скрытая теплота плавления льда $r_{\text{л}} = 335$ кДж/кг.

По формуле (4) найдем $\tau_1 = 553$ с (9,2 мин). Время, по пришествии которого вся вода превратится в пар: $\tau_{\text{п}} = 4480$ с (75 мин). Оценка $9,2 < \tau_2 < 75$ мин по порядку величин согласуется с данными [2, 4] о том, что взрывы наблюдались в пределах первых десятков минут после затопления льда лавой, хотя в данном случае такое сопоставление является лишь условным.

Для дальнейших расчетов примем ориентировочно $\tau_2 = 40$ мин (2400 с). Найдем $x_2 = x(\tau_2) = 0,15$ по формуле (7).

Пусть $D=1,5$ м, а $\zeta=0,06$. Тогда

$$\frac{\zeta H}{4D} = 0,1; \quad f = 1,77 \text{ м}^2,$$

и по формулам (11). $W_{\text{ат}}=284$ м/с; $G=1,53 \cdot 10^3$ кг/с; $x_{\text{ат}}=0,2$. Время истечения $\Delta\tau_{\text{вз}}=3,3$ с.

Некоторые результаты расчета зависимостей $W_{\text{ат}}$ и G/f от толщины лавовых потоков приведены на рис. 3. Аналогичные графики можно построить и для расчета других параметров фреатического взрыва.

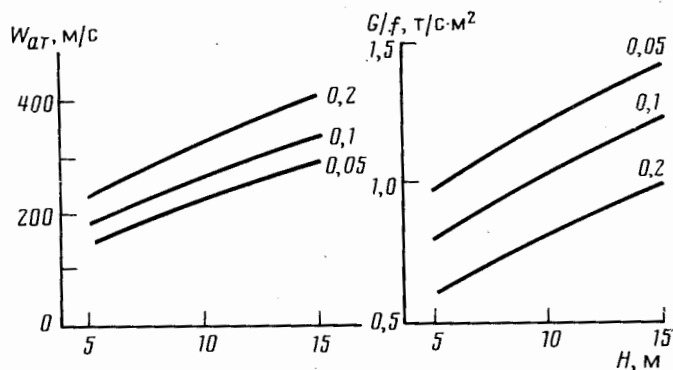


Рис. 3. Зависимости скорости истечения пара в атмосферу ($W_{\text{ат}}$) и величины удельного массового расхода пароводяного потока (G/f) от толщины лавового перекрытия (H)

Построена математическая модель и рассчитаны некоторые количественные характеристики вторичных взрывов, возникающих при перекрытии лавовым потоком небольших изолированных массивов льда. В качестве основного допущения принято предположение о протекании процесса взаимодействия лавы со льдом в виде трех последовательных независимых стадий: плавления льда, испарения воды при постоянном давлении и истечения пароводяной смеси по каналу, возникающему в лавовой кровле.

Модель позволяет оценить энергию взрыва, скорость и продолжительность истечения пароводяной смеси в зависимости от размеров и формы изолированного массива льда и характеристик перекрывающего лавового потока, а также время задержки фреатического взрыва относительно момента перекрытия льда лавой. Теоретическая оценка времени задержки удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений. Дальнейшую апробацию построенной модели целесообразно выполнить на основе полученных наблюдений данных о высоте и мощности вторичных выбросов, установив предварительно теоретическую связь этих параметров со скоростью истечения парожидкостной смеси. Проверка соответствия остальных выводов модели требует специальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшуль А. Д. Гидравлическое сопротивление. М.: Недры, 1970. 216 с.
2. Андреев В. И., Андреев В. Н. Фреатические взрывы на лавовых потоках Ключевской группы вулканов // Вопр. географии Камчатки. 1982. Вып. 8. С. 94—95.
3. Виноградов В. Н., Иванов Б. В., Чирков А. М. Прорыв побочных кратеров в толще ледника Ключевского вулкана в 1974 г. // Вопр. географии Камчатки. 1977. Вып. 7. С. 31—37.
4. Виноградов В. Н., Муравьев Я. Д. Взаимодействие лавы и льда на Ключевском вулкане в 1983 г. // Вулканология и сейсмология. 1985. № 1. С. 29—46.
5. Влодавец В. И. Справочник по вулканологии. М.: Наука, 1984. 239 с.

6. Вукалович М. П. Теплофизические свойства воды и водного пара. М.: Машиностроение, 1967. 160 с.
7. Справочник физических констант горных пород. Сер. Науки о Земле. М.: Мир, 1969. 544 с.
8. Стырикович М. А., Мартынова О. И., Миропольский З. Л. Процессы генерации пара на электростанциях. М.: Энергия, 1969. 312 с.
9. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1968. 724 с.
10. Чарный И. А. Основы газовой динамики. М.: Гостоптехиздат, 1961. 200 с.

Институт вулканологии
ДВНЦ АН СССР

Казанский государственный
университет

Поступила в редакцию
3.II.1986