

В.А. ДРОЗНИН

**ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ВУЛКАНИЧЕСКОГО
ПРОЦЕССА**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ДАЛЬНЕВОСТОЧНЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
Ордена Трудового Красного Знамени Институт вулканологии

В. А. ДРОЗНИН

ФИЗИЧЕСКАЯ
МОДЕЛЬ
ВУЛКАНИЧЕСКОГО
ПРОЦЕССА

3451



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1980



Д р о з н и н В.А. Физическая модель вулканического процесса.
М.: Наука, 1980.

В монографии вулканический процесс рассматривается как автономный, реализующий избыточные температуры верхней мантии. Автор предлагает модель механизма извержений как процесса в системе пласт – газированная скважина. Рассмотрены количественные характеристики такого процесса для пароводяных скважин, гейзеров и вулканов. Объясняются причины периодичности извержений.

Табл. 9, библи. 225 назв., илл. 30

Ответственный редактор

В. М. СУГРОБОВ

Валерий Аркадьевич Д р о з н и н

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВУЛКАНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Утверждено к печати Институтом вулканологии ДВНЦ АН СССР

Редактор *Т.Ю. Маренина*. Редактор издательства *О.М. Ванюкова*.
Художник *А.А. Шпаков*. Художественный редактор *И.Ю. Нестерова*.
Технические редакторы *И.И. Джолева, Н.М. Петракова*

ИБ № 17078

Подписано к печати 17.07.80. Т – 08577. Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсет. № 1
Печать офсетная. Усл.печ.л. 5,8. Уч.-изд.л. 6,1. Тираж 900 экз.
Тип. зак. 3184 Цена 90 коп.

Издательство "Наука", 117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90
Типография № 9 Союзполиграфпрома, Москва, Волочаевская ул., д. 40

ВВЕДЕНИЕ

Динамическая вулканология достигла значительных успехов в установлении общих и частных закономерностей различных типов вулканических извержений. Широкое развитие геофизических методов исследования позволяет обеспечить прогноз вулканических извержений и дать их количественную характеристику.

Однако до настоящего времени не сформулированы основные принципы, объясняющие природу механизма вулканических извержений. Нет общепринятых представлений о таких кардинальных вопросах, как причина периодичности извержений, как условия возникновения и прекращения вулканической деятельности, условия развития долгоживущих вулканических центров, нет объяснения природы механизма различных магнитных, сейсмических, гравитационных явлений, сопровождающих вулканическое извержение и т.п.

Многие исследователи полагают, что ведущая роль в механизме вулканических извержений принадлежит летучим компонентам магмы. В правильности такого подхода автор убедился, участвуя в экспедициях на извержения ряда вулканов Камчатки и Курильских островов, где и проникся идеей о возможности применения закономерностей гидравлики двухфазных смесей к объяснению закономерностей вулканического процесса.

С позиций гидравлики двухфазных смесей вулканический процесс можно считать аналогичным процессу в системе пласт — скважина, работающая в режиме газлифта. Эта аналогия и положена в основу работы, которая посвящена количественному описанию динамики пароводяных скважин, гейзеров и вулканических извержений. Развитие подмеченной аналогии сдерживалось неверными представлениями об условиях возникновения гейзерного режима, допускающими практически неограниченное и потому неопределенное множество вариантов питания системы.

Пароводяные скважины, с которыми автор познакомился на Паужетском месторождении на Камчатке, являются сравнительно новым объектом гидрогеологических исследований. Необходимость количественного описания режима их работы диктуется практикой эксплуатации геотермальных месторождений высокотемпературных вод. Теоретические вопросы расчета и прогнозирования характеристик работы пароводяных скважин до сих пор не были рассмотрены. В данной работе опыт изучения пароводяных скважин дополнен опытом изучения нефтяных фонтанирующих скважин на основе полученного автором аналитического решения общей задачи гидродинамики для системы пласт — скважина, работающая в режиме газлифта.

Логическим продолжением исследования являются гипотетические представления о механизме магмообразования в вулканических очагах.

Работа выполнена в Институте вулканологии ДВНЦ АН СССР.

С глубокой сердечной признательностью автор вспоминает консультации профессора Ленинградского политехнического института им. М.И. Калинина доктора технических наук [И.И. Палеева].

Автор выражает глубокую благодарность В.М. Сугробову, Л.Н. Барбанову, Б.С. Фокину, Б.Г. Поляку, Ю.М. Дубику, А.А. Таракановскому, А.М. Чиркову, В.И. Сабурову, В.Н. Нечаеву и соавторам статей А.А. Разиной, А.П. Хренову, Т.М. Философовой за советы, консультации и дружескую поддержку в процессе исследования.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА СИСТЕМЫ ПЛАСТ-ПАРОВОЛЯНАЯ СКВАЖИНА

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пароводяные скважины являются сравнительно новым объектом исследований. Впервые в отечественной практике общие методические положения были выработаны при разведке Паужетского месторождения горячих вод на Камчатке (Паужетские горячие воды..., 1965).

Название "пароводяная" скважина закрепилось в соответствии с названием продуцируемого на поверхность агента — пароводяной смеси. Пароводяные скважины вскрывают на глубине воды, нагретые выше 100°C . Пока вода на глубине находится под давлением, превышающем давление насыщения пара при данной температуре, она не вскипает. В действующей скважине вода поднимается к поверхности и достигает такого уровня в канале, где возможно ее кипение.

Вследствие того, что пар образуется в канале скважины, наряду с названием "пароводяная" используется и название парогенерирующая скважина, хотя в стволе скважины движется пароводяная смесь. Контрольными измерениями показано (Паужетские горячие воды..., 1965), что связь температуры и давления в области движения пароводяной смеси определяется линией насыщения.

Пароводяные скважины работают в условиях парлифта. При заданной конструкции скважины и определенной температуре вскрываемых вод, динамический уровень при откачке в действующей скважине устанавливается самопроизвольно. Во время действия скважины на ее устье устанавливается то или иное устьевое давление, регулируемое устьевой задвижкой. Свободное фонтанирование пароводяной смеси над устьем скважины достигается при минимальном давлении, практически равном атмосферному. При монтаже различных отводов и сужений на оголовке скважины нижний предел давления повышается. Максимальное рабочее давление на устье, которое всегда меньше давления, соответствующего температуре термальной воды, вскрытой скважиной, достигается при определенном прикрытии задвижки. Дальнейшеекрытие задвижки вновь приводит к уменьшению устьевого давления. Параметры продуцируемой пароводяной смеси (расход и энтальпия) измеряются в процессе опробования скважины калориметрами или сепараторами.

По характеру извержения пароводяной смеси скважины подразделяются на постоянно действующие, пульсирующие и скважины с прерывистым (гейзерным) режимом. Пульсирующий и гейзерный

режимы характеризуются значительными циклическими пульсациями расхода и энтальпии пароводяной смеси. При гейзерном режиме в определенные интервалы времени расход падает до нуля. Давление на устье скважины является чутким индикатором, моментально реагирующим на изменения в режиме извержения. Эксплуатация скважин, действующих в пульсирующем режиме, связана с большими потерями пара и практикуется только для высокодебитных скважин. Скважины, работающие в гейзерном режиме, вообще не эксплуатируются.

Вслед за новозеландскими исследователями (Grange, 1955) на Паужетском месторождении было предложено характеризовать производительность скважины графически—зависимостью расхода от давления на устье с указанием величины теплосодержания пароводяной смеси. Такая характеристика производительности скважины удобна для эксплуатационников, использующих пар пароводяных скважин для турбин геотермальной электростанции, а сбрасываемую воду — для отопления домов и тепличного хозяйства.

В процессе эксплуатации месторождения производительность скважин меняется. Для получения нового графика производительности требуется проведение еще одной серии опробования. Изменение этого графика в ходе эксплуатации (Паужетские горячие воды..., 1965) выявлено для пароводяных скважин Паужетского месторождения в результате опробования до и после опытно-эксплуатационных выпусков.

С гидрогеологических позиций очевидна возможность прогнозирования изменений параметров продуктивного пласта в ходе эксплуатации, но для получения графика производительности требуется знать связь гидродинамических параметров скважины и гидрогеологических характеристик пласта. Связь этих параметров была рассмотрена В.В. Аверьевым (Паужетские горячие воды..., 1965). Он отметил, что глубина уровня начала парообразования в скважине соответствует положению динамического уровня при откачке обычных артезианских скважин. Разница заключается в том, что уровень в скважине при обычной откачке находится при атмосферном давлении, в то время как давление на уровне начала парообразования равно давлению насыщенного пара при данной температуре. Следовательно, величина понижения динамического уровня, принимаемая в гидродинамических расчетах, меньше величины, соответствующей глубине уровня парообразования, на высоту водяного столба, оказывающего давление, равное избыточному давлению насыщенного пара.

На Паужетском месторождении определение глубины начала парообразования производилось с помощью измерений температуры в стволе действующей скважины. Так как парообразование в скважине сопровождается уменьшением температуры вскипающей воды, на графике зависимости температуры от глубины выделяются два участка: первый, криволинейный, характеризует нарастание температуры в зоне пароводяной смеси, второй — характеризует постоянство температуры вод ниже зоны парообразования. В месте сопря-

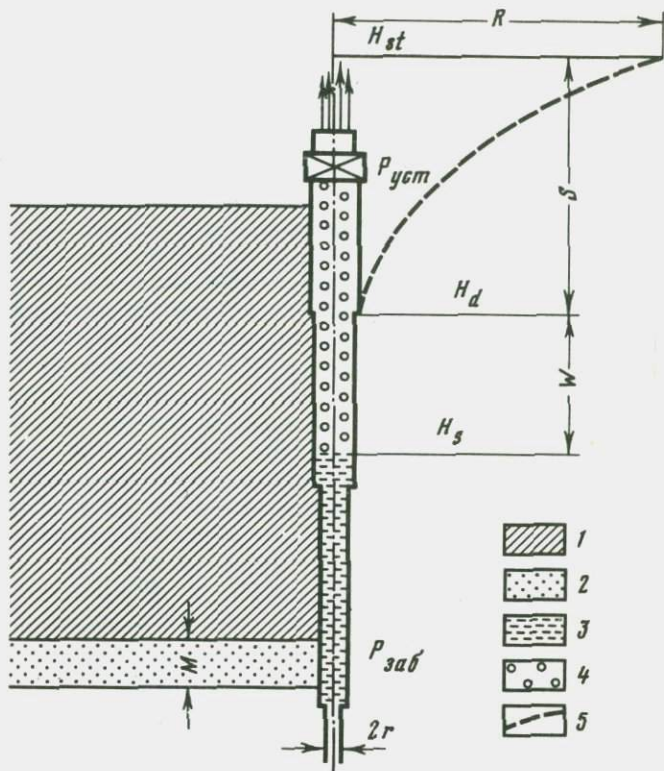


Рис. 1. Гидродинамическая система действующей пароводяной скважины (Паужетские горячие воды..., 1965): 1 - водонепроницаемые породы; 2 - водоносный горизонт с температурой выше 100°C ; 3 - вода; 4 - пароводяная смесь; 5 - кривая депрессии; M - мощность водоносного горизонта; H_{st} - статический уровень термальных вод; H_d - динамический уровень; H_s - уровень парообразования; S - понижение динамического уровня; h_w - высота столба воды, оказывающего давление, равное давлению насыщенного пара при имеющейся температуре; R - радиус воронки депрессии; r - радиус скважины; $P_{уст}$ - давление под устьевой задвижкой; $P_{заб}$ - давление вод на забое скважины

жения этих участков фиксируется температура, характерная для уровня начала парообразования.

Значение температуры, как показали измерения, соответствует энтальпии пароводяной смеси, что, в свою очередь, указывает на незначительность теплотерь при движении смеси по стволу скважины. Уровень начала парообразования в действующей скважине можно определять также по графику изменения давления с глубиной.

Определение глубины начала парообразования было выполнено только на некоторых скважинах и при малых расходах пароводяной смеси вследствие большой выталкивающей силы, действующей на зонд, погружаемый в пароводяную скважину. Задача оперативного измерения уровня начала парообразования до сих пор требует своего решения. Без знания этого параметра невозможно провести интерпретацию данных по изменению режима эксплуатации месторождения и невозможно дать рекомендации по его дальнейшему рациональному использованию. Вопрос о возможности расчета глубины начала парообразования по данным опробования скважины разбирается в следующих разделах. Отметим, что несмотря на отсутствие теоретических разработок в области гидродинамики пароводяных скважин, уже при разведке первого в СССР Паужетского геотермального месторождения на Камчатке были выработаны общие методические положения, позволившие измерить параметры пароводяных скважин, оценить запасы термальных вод месторождения, качественно объяснить природу различия в режимах отдельных скважин и рекомендовать способ изменения пульсирующего и гейзерного режимов работы скважин на постоянный. Все эти положения с успехом были использованы в дальнейшем при оценке запасов других месторождений парогидротерм СССР: Больше-Банных (Камчатка) и Горячего Пляжа (о. Кунашир).

2. РАСЧЕТ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЕЙ В СКВАЖИНАХ

Задачи определения производительности пароводяной скважины и скважины, продуцирующей газированную нефть, аналогичны при условии, что выделение растворенного в нефти газа происходит в канале скважины. В работе В.А. Архангельского (1958) разбирается простой и наглядный графо-аналитический способ решения с помощью введения характеристик проводящей способности пласта и скважины. Расчет характеристик соответствует раздельному решению задач движения жидкости в пласте и движения двухфазной смеси в вертикальном канале.

При этом за характеристику проводящей способности пласта предлагается принимать график зависимости давления на забое скважины от притока жидкости к скважине. Решения задач по притоку жидкости к скважине широко известны (Чарный, 1963). В инженерной практике наиболее распространено решение для установившегося притока к совершенной скважине, характеризуемое зависимостью Дюпюи:

$$Q = \frac{2\pi kM(P_{\text{пл}} - P_{\text{заб}})}{\ln \frac{R}{r}}, \quad 1.1$$

где: Q — расход жидкости, поступающей в скважину; k — коэффициент проницаемости пласта; M — мощность пласта; $P_{\text{пл}}$ — плас-

товое давление; $P_{\text{заб}}$ — забойное давление; R — радиус пьезометрической воронки; r — радиус скважины.

Из соотношения (1.1) следует, что характеристика проводящей способности пласта представляет собой линейную функцию зависимости забойного давления от расхода жидкости. Значение давления при нулевом расходе соответствует давлению в пласте, угол наклона отражает проницаемость пласта. Характеристика пласта может быть получена непосредственно при измерении забойного давления глубинным манометром во время опробования скважины при различных значениях дебита.

За характеристику проводящей способности скважины принимается график зависимости забойного давления от расхода жидкости, который получается из решения общей задачи гидродинамики. При этом расход определяется как функция давления на входе в канал, давление на выходе является параметром характеристики проводящей способности скважины. Конкретный вид характеристики фонтанирующих нефтяных скважин для одного значения газосодержания при диаметре фонтанных труб 2,5", буферном давлении 2 ата, получен в работе В.А. Архангельского (1958) при обработке данных опробования скважин. Значение давления, отсекаемое на оси ординат, соответствует тому давлению на забое, которое было бы при заданном устьевом давлении, если ствол скважины заполнен только жидкостью. Понижение давления на забое с ростом расхода связано с уменьшением удельного веса двухфазной смеси, а повышение давления при расходах, больших некоторого экстремального, обусловлено увеличением сопротивления трения. Аналитическое определение характеристики проводящей способности скважины рассматривается в следующем разделе.

Вслед за В.А. Архангельским заметим, что такой графо-аналитический метод дает наглядное представление о форме графика производительности скважины. График производительности системы пласт-скважина определяется по точкам пересечения характеристик скважины и пласта. С ростом расхода устьевое давление сначала повышается, потом убывает. Максимальное возможное значение устьевое давления определяется той характеристикой скважины, к которой характеристика пласта является касательной. Для определения изменения графика производительности в результате длительной эксплуатации достаточно задаться значением понижения пластового давления. Тогда, перемещая характеристику пласта параллельно самой себе на заданную величину понижения, получим новую серию точек пересечения характеристик пласта и скважины, т.е. новый график производительности.

3. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОВОДЯЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ПАРОВОДЯНОЙ СКВАЖИНЫ

Решению общей задачи гидродинамики для системы пласт-пароводяная скважина в связи с ограниченной распространенностью объекта исследования посвящено очень мало работ (Аверьев, 1960; Кутателадзе, Абель, 1967; Найманов, 1970; Дрозин, 1971). Основная сложность получения аналитического решения определяется наличием зоны двухфазного течения в канале скважины.

Для установившегося течения двухфазной смеси в вертикальном канале градиент давления может быть записан в виде суммы трех составляющих: плотности, градиента давления трения и ускорения смеси:

$$\frac{dP}{dz} = \gamma + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{уск}} \quad (1.2)$$

При адиабатическом течении высокотемпературной жидкости в вертикальном канале на некотором уровне H_s достигается давление, равное давлению насыщения P_0 , выше этого уровня движется пароводяная смесь. Если для давлений на выходе $P_{\text{уст}}$ и входе $P_{\text{Заб}}$ в канал соблюдается условие $P_{\text{уст}} < P_0 < P_{\text{Заб}}$ для глубины начала парообразования из уравнения (1.2) получим:

$$H_s = \int_{P_0}^{P_{\text{уст}}} \frac{dP}{\gamma + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{уск}}} \quad (1.3)$$

Используем соотношение истинного ϕ и объемного расходного паросодержания β в виде, предложенном Зубером (1965):

$$\frac{\beta}{\phi} = C_0 + \frac{d}{Fr^{1/2}}, \quad (1.4)$$

где число Фруда Fr определяется по значению приведенной скорости двухфазного потока.

Удельный вес смеси, как функция давления, будет:

$$\gamma = \gamma' \left\{ 1 - \frac{x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right)}{\left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right] \left[C_0 + \frac{a S \gamma' \sqrt{g D}}{Q \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right]} \right]} \right\} \quad (1.5)$$

Градиент давления трения по гомогенной модели, как наиболее простой в аналитическом плане:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} = \xi \frac{Q^2}{2S^2 D \gamma' g} \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right] \quad (1.6)$$

Градиент давления ускорения можно записать в виде:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{уск}} = \frac{Q^2}{g \gamma' S^2} \frac{d}{dz} \left\{ \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right] \left[(1-x) \frac{1-\beta}{1-\phi} + x \frac{\beta}{\phi} \right] \right\} \quad (1.7)$$

В связи с тем, что обсчитывались данные опробования пароводяных скважин Паужетского гидротермального месторождения (Паужетские горячие воды..., 1965), для которых энтальпия воды меньше 200 ккал/кг, диаметр скважины 132–200 мм, $P_{\text{вых}}$ — до 1 ати, в окончательном выражении для глубины начала парообразования градиентом давления ускорения можно пренебречь:

$$H_s = \int_{P_0}^{P_{\text{уст}}} \frac{dP}{\gamma' \left\{ 1 - \frac{x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right)}{\left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right] \left[C_0 + \frac{a S \gamma' \sqrt{gD}}{Q \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right]} \right]} \right\} + \xi \frac{Q^2 \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right]}{2 S^2 D \gamma' g}} \quad (1.8)$$

Подобные по структуре формулы для глубины начала парообразования были предложены в работах С.С. Кутателадзе (1967), О.С. Найманова (1970), но для расчета удельного веса смеси они использовали соотношение Арманда, которое не учитывает зависимость отношения истинного и объемного паросодержания, а следовательно, и удельного веса смеси от расхода. Такое приближение оказывается грубым, так как приводит к качественно неверной характеристике проводящей способности скважины при малых расходах, экспериментально установленной и используемой в практике нефтедобычи (Архангельский, 1958).

Для проведения количественных расчетов интегрирование выражения (1.8) производилось численным методом с учетом, что зависимость весового паросодержания определяется как функция давления через энтальпию пароводяной смеси I_0 , энтальпию воды на линии насыщения — I' и теплоту парообразования — r в виде $x = \frac{I_0 - I'}{r}$.

Коэффициент C_0 , учитывающий распределение по сечению скоростей и фаз принят по Арманду равным $\frac{1}{0,833}$. Коэффициент формы

$a = 0,35$ по Зуберу соответствует снаряжному режиму течения и $a = 1,35$ кольцевому. Коэффициент формы был принят постоянным и равным 0,35, так как при кольцевом режиме паросодержание

настолько значительно, что величина $\frac{a S \gamma' \sqrt{gD}}{Q \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right]}$ мала, по срав-

нению с C_0 . Значение коэффициента сопротивления трения принималось равным $\xi = 0,03$.

Для удобства обработки опытных данных по формуле (1.8) были рассчитаны и построены номограммы (см. приложение), типа изображенной на рис. 2, для значений энтальпий пароводяной смеси от 140 до 200 ккал/кг.

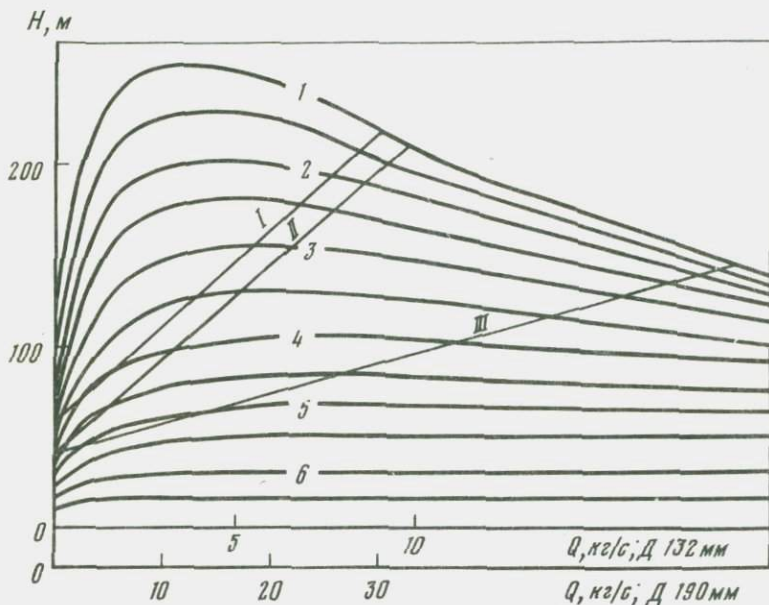


Рис. 2. Характеристики проводящей способности пласта и скважины К-15, построенные в соответствии с формулами 1.8 и 1.10 1-6 - цифры на характеристиках скважины соответствуют величинам устьевого давления; характеристики пласта: I - при диаметре скважины 190 мм; II - при том же диаметре, но с учетом повышения пластового давления; III - при диаметре скважины 132 мм

В конструкции скважин Паужетского месторождения преобладающим был диаметр 132 мм. Как следует из формулы (1.8) использование номограммы при других значениях диаметра осуществляется

через масштабный коэффициент, по расходу равный $\sqrt{\left(\frac{132}{D}\right)^5}$.

Глубина начала парообразования в действующей пароводяной скважине в соответствии с гидродинамической схемой ее работы, предложенной В.В. Аверьевым, на практике определяется как координата точки перегиба на термограмме, снятой во время работы скважины. Сложность производства замера температуры в действующей скважине, помимо чисто технических вопросов, связанных с высокой температурой и наличием химически агрессивных компонентов в термальной воде, усугубляется большой выталкивающей силой, действующей на погружаемый в скважину зонд. Природа этой силы обусловлена большим сопротивлением трения двухфазной смеси на единицу длины троса, на котором подвешен датчик температуры. Например, при расходе $Q = 10$ кг/сек, диаметре скважины $D = 150$ мм, давлении $P_{\text{вых}} = 1$ атм на трос длиной $l = 100$ м

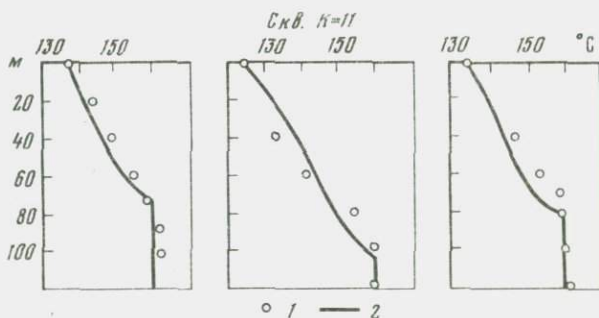
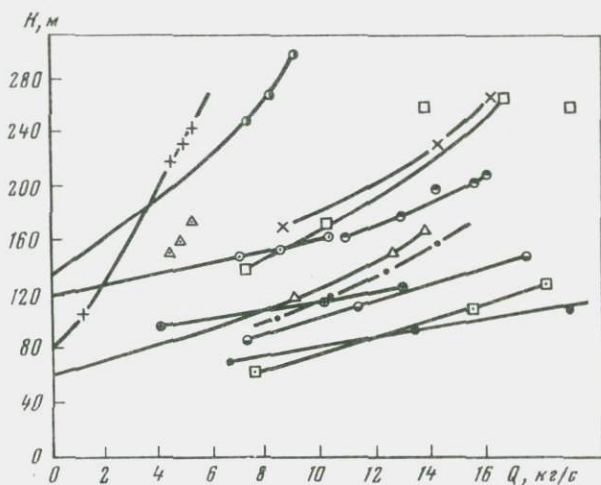


Рис. 3. Распределение температур с глубиной в скважине К-11
1 - экспериментальные значения; 2 - расчет по формуле (1.8)



Опробование		Сква- жина	Значение эн- тапии	
Одиноч- ное	Кусто- вое		Рас- четное	Впыт- ное
□	⊙	К-10	170	164
•	⊕	К-11	160	157
△	+	К-12	180	175
⊙	Нет	К-13	180	178
Нет	○	К-13	170	166
□	×	К-14	190	190
•	△	К-15	170	186
⊙	Нет	К-20	190	195

Рис. 4. Характеристики проводящей способности пласта, рассчитанные с использованием формулы (1.8) по результатам гидрогеологического опробования (Паужетские горячие воды..., 1965), проводимого при одиночных и кустовых выпусках пароводяной смеси на скважинах Паужетского месторождения

действует выталкивающая сила: $F \approx \xi \frac{2Q^2 \times ld}{\pi D^4 g \gamma''}$, которая при диаметре троса $d = 4$ мм, составит $F = 10$ кг.

Для однородного тонкого пласта в соответствии с теорией фильтрации при установившемся режиме приток к скважине может быть записан в виде формулы Дююи (1.1). Забойное давление $P_{з\text{аб}}$ можно выразить через глубину начала парообразования H_s и давление насыщения на этом уровне, при известной глубине залегания пласта L :

$$P_{з\text{аб}} = P_0 + \gamma'[L - H_s]. \quad 1.9$$

Из выражения для характеристики пласта, под которой мы понимаем зависимость расхода от глубины начала парообразования:

$$Q = \frac{2\pi M k}{\ln \frac{R}{r}} [P_{\text{пп}} - P_0 - \gamma' L + \gamma' H_s] \quad 1.10$$

следует, что расход при установившемся течении является линейной функцией глубины начала парообразования. По точкам пересечения характеристики пласта и характеристики скважины можно построить эксплуатационную характеристику скважины: зависимость устьевого давления от расхода пароводяной смеси. На рис. 2 видно, что эксплуатационная характеристика должна быть нелинейной и неоднозначной. Сначала при увеличении расхода давление на устье возрастает, затем уменьшается. Величина максимального рабочего давления на устье определяется как давление той характеристики проводящей способности скважины, к которой характеристика пласта является касательной.

Сходимость расчетных и опытных данных проверялась: 1) по данным замера глубины начала парообразования в скважинах, 2) по распределению температур с глубиной в действующей скважине (рис. 3), 3) по величинам максимальных рабочих давлений (табл. 1) и 4) по линейности получаемой зависимости характеристики проводящей способности пласта (рис. 4).

Линейность характеристики пласта сохраняется даже тогда, когда глубина начала парообразования достигает отметки, соответствующей 2/3 мощности пласта (см. рис. 4). Когда парообразование начинается в пласте, коэффициент водопроводимости значительно уменьшается, так как увеличение удельного объема, обусловленное отделением пара, не компенсируется понижением вязкости. Сохранение линейности при парообразовании в пласте можно объяснить тем, что уменьшение коэффициента водопроводимости компенсируется увеличением перепада давления в верхних горизонтах пласта. Когда же двухфазная область в канале скважины занимает больше 2/3 мощности пласта, требуется значительное разрежение для увеличения дебита, что отражается в нелинейности характеристики пласта.

Таблица 1

Соотношение расчетных и экспериментальных значений максимальных рабочих давлений на устье пароводяных скважин

Скважина	$P_{расч.}$ ати	P , ати	Скважина	$P_{расч.}$ ати	P , ати
К-2	4,4	4,2	К-11	3,8	3,5
К-4	5,4	5,3	К-13	4,7	4,3
К-7	5,3	5,3	К-15	4,8	4,0
К-8	4,2	3,75	К-18	3,2	2,9
К-10	5,3	5,2			

Приведенные сопоставления теоретического решения с опытным материалом доказывают возможность применения предложенного решения общей задачи гидродинамики пароводяной скважины. То, что при выводе уравнений гидродинамики скважины мы исходили только из общезначимых представлений, не пользуясь эмпирическими данными (за исключением коэффициентов формы и трения), позволяет надеяться, что методика построения стационарной характеристики может быть использована не только для смеси пар-вода, но и для смеси силикатный расплав-газ.

4. УСЛОВИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЖИМА РАБОТЫ ПАРОВОДЯНЫХ СКВАЖИН

Задача устойчивости режима работы фонтанирующих скважин в терминах стационарных характеристик проводящей способности пласта и скважины была рассмотрена В.М. Ентовым (1964). Полученное им решение применимо и к пароводяным скважинам, так как характеристика пароводяной скважины качественно подобна характеристике скважины, продуцирующей газированную нефть. На рис. 5 показаны возможные варианты пересечения характеристик. Режим работы, соответствующий точкам 1,3, является устойчивым, а точке 2 – неустойчивым. Действительно, пусть из-за флуктуаций глубина парообразования несколько увеличилась, т.е. уменьшилась масса агента в канале скважины. Увеличение глубины начала парообразования приводит к увеличению притока жидкости к скважине.

В точке 1 увеличение притока больше, чем увеличение расхода по скважине, следовательно, флуктуация будет скомпенсирована. В точке 3 расход по скважине уменьшается, т.е. масса агента в стволе скважины увеличится, флуктуация тоже будет скомпенсирована. В точке 2 расход по скважине увеличивается на большую величину, чем приток, флуктуация не компенсируется, а, наоборот, усиливается. Аналогичное рассмотрение можно выполнить, предполагая начальным случайное уменьшение глубины начала парообразования.

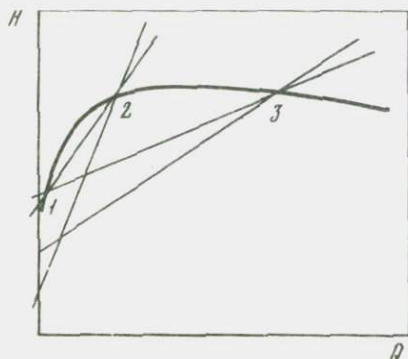


Рис. 5. Возможные варианты (1, 2, 3) сочетания характеристик проводящих способностей пласта и скважины

Собобщая изложенное, можно констатировать, что неустойчивый режим возможен при расходе меньше критического, т.е. расходе, при котором достигается максимально возможная глубина уровня начала парообразования. Этот вывод совпадает с гидрогеологическим обобщением, что, как правило, пульсирующие и гейзерные скважины имеют средний расход меньший, чем скважины с постоянным режимом извержения.

5. ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫБОРУ ОПТИМАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ СКВАЖИН

Пароводяные скважины работают в условиях эрлифта, уровень откачки устанавливается в них самопроизвольно. Наибольший дебит, очевидно, будет при максимальном уровне откачки, т.е. при максимальной глубине уровня начала парообразования (табл. 2). Влияние диаметра скважины особенно существенно для верхней части колонны, так как проводящая способность скважины зависит от диаметра только при малых давлениях (см. рис. 2). Выбор диаметра необходимо осуществлять с учетом понижения пластового давления в результате эксплуатации. В противном случае скважина перестанет работать самопроизвольно.

Таблица 2

Соотношение энтальпии l пароводяной смеси максимальной глубины уровня начала парообразования, рассчитанной по формуле 1.8 и положения динамического уровня при самопроизвольной работе пароводяных скважин

l , ккал/кг	140	150	160	170	180	190	200
H , м	85	135	190	250	330	410	490
То же	50	90	130	170	225	280	340

Покажем последовательность расчета на примере скважины К-15. Верхняя часть скважины К-15 обсажена трубой с диаметром 146 мм, нижняя, не обсаженная, пробурена диаметром 132 мм, т.е. диаметр скважины по всей высоте составляет 132 мм. В результате гидрогеологического опробования было установлено, что энтальпия пароводяной смеси равна 170 ккал/кг. По полученной эксплуатационной характеристике скважины на рис. 2 построена характеристика пласта III.

Из анализа рис. 2 следует, что конструкция скважины не оптимальная. Уровень откачки меньше максимально возможного. Например, если был бы принят диаметр скважины 190 мм, производительность скважины увеличилась бы до 22 кг/сек при устьевом давлении 2 ата (характеристика II). Для определения запаса по пластовому давлению будем перемещать характеристику пласта вверх параллельно самой себе. Видно, что если требуемое давление на устье - 2 ата, то при диаметре 190 мм скважина К-15 продолжала бы работать в постоянном режиме, даже когда статический уровень понизился бы в результате эксплуатации на 60 м.

Длина ствола, на котором давление меняется от уровня начала парообразования до 4 ата, практически не зависит от диаметра. Поэтому, например, при давлении на выходе 2 ата, когда глубина парообразования при диаметре 190 мм находится на уровне $H_0 = 195$ м, на глубине больше 90 м можно оставить диаметр 132 мм.

ГЕЙЗЕРНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ПАРОВОДЯНЫХ СКВАЖИН

1. ЛАБОРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ РЕАЛИЗАЦИИ ГЕЙЗЕРНОГО РЕЖИМА

Описание работы пароводяных источников можно найти в фундаментальных трудах по горячим источникам Исландии (Barth, 1950), Йеллоустонского парка, США (Allen, Day, 1935), Японии (Iwasaki, 1962), Камчатки (Крашенинников, 1755; Пийп, 1937). Гейзеры представляют собой разновидность пароводяных источников. Схема работы гейзера так описывается В.В. Аверьевым и В.М. Сугробовым (Паужетские горячие воды..., с. 59-63, 1965). "При гейзерном режиме извержение пароводяной смеси происходит периодически, причем каждое извержение — это цикл из нескольких стадий. В наиболее типичном случае извержение начинается с излива воды, сначала немного охлажденной, потом все более и более горячей. Поведение гейзера в этой стадии, по существу, ничем не отличается от действия обычных, некипящих источников. Расход воды в стадии излива очень незначителен. По прошествии некоторого времени равномерность в изливе нарушается. Из грифона гейзера начинаются отдельные всплески воды, в перерыве между которыми излив прекращается. Иногда можно видеть, что всплески воды сопровождаются выделением парового пузыря, что свидетельствует о начинающемся в канале гейзера вскипании. Постепенно частота всплесков усиливается и, наконец, наступает такой момент, когда очередной всплеск перерастает в мощный выброс. Он начинается с выталкивания большой водяной пробки, вслед за которой выпрывается пароводяная смесь. Этот момент знаменует собой начало стадии фонтанирования, развивающейся очень бурно и эффективно. Струи воды и клубы пара из больших природных гейзеров, а также из скважин взлетают вверх на несколько десятков метров. Временные значения расходов при фонтанировании выражаются десятками литров в секунду. Именно эта стадия и представляет по существу само извержение. Оно может длиться более или менее продолжительное время, но затухает обычно в весьма короткий срок. После этого наступает стадия парения, постепенно уменьшающегося и, в конечном счете, гейзер прекращает свою видимую деятельность. Однако, в перерыве между прекращением парения и началом излива происходит заполнение канала гейзера или ствола скважины водой, которое также можно выделить в отдельную стадию.

Особенности гидрогеологической обстановки могут нарушить типичный гейзерный режим. На некоторых природных гейзерах прак-

тически отсутствует стадия парения, следующая за фонтанированием, так как заливающаяся в канал гейзера охлажденная вода прекращает кипение. Иногда не наблюдается стадия излива, что характерно для скважин и источников, где статический уровень термальных вод располагается ниже поверхности Земли. Хотя в этих случаях уровень термальной воды и устанавливается неподвижно на некоторой глубине, движение в канале все же происходит. Этому способствует либо поглощение воды в верхних безнапорных горизонтах, либо интенсивная вертикальная конвекция, которая в конечном счете стимулирует вскипание воды и начало фонтанирования".

Е.Т. Аллен и А.Л. Дэй (Allen, Day, 1935) относят первую публикацию по теории гейзера к 1811 г., первую модель гейзера к 1830 г., первые измерения температуры в канале гейзера к 1838 г.

Обобщая теоретические представления о механизме работы гейзера, они полагают, что для обеспечения периодичности работы гейзера и достаточно большой мощности извержения необходимо наличие полости в подземной системе каналов гейзера и расщелоченность мест питания гейзера водой и паром. Из работ (Rinehart, 1972; Anderson a.o., 1978) видно, что эти положения до настоящего времени разделяются зарубежными исследователями; такой же подход используется и в отечественных работах (Мержанов и др., 1973; 1974).

Наличие гейзерного режима в скважинах отрицает необходимость привлечения особого резервуара смесителя для объяснения природы гейзерного режима. А.С. Нехорошев (1959), обсуждая механизм работы гейзера, вводит понятие "депарированная вода", т.е. вода, отдавшая часть тепла на образование пара и, в силу этого, имеющая меньшую температуру, чем температура питающих гейзер пластовых вод. Таким образом, в смысле специфических условий геометрии канала или индивидуальных характеристик питания, гейзер не отличается от постоянных источников. Основное отличие гейзера, как указывалось многими исследователями, в его малом дебите по сравнению с постоянными источниками данного термопроявления.

Несмотря на красочность и мощь, даже гейзер Великан в долине Гейзеров на Камчатке, выбрасывающий за одно извержение до 20 м³ воды, в среднем дает всего 2,8 л/сек (Хаткевич, 1970; Сугробова, 1974).

В.В. Аверьев (Паужетские горячие воды..., 1965) видит основную причину гейзерного режима "в несоответствии между возможностями питания гейзера и несоразмерно большим диаметром водяного канала" (с. 59-60). Он полагает, что процессы, приводящие в скважине к возникновению гейзерного режима, развиваются в ее стволе, а для естественных источников - в их каналах или связанных с ними трещинах. Выдвинутое положение можно охарактеризовать математически, используя решение общей задачи гидродинамики для системы пласт-пароводяная скважина, рассмотренное в предыдущем разделе.

Нелинейность характеристики проводящей способности скважины обусловлена уменьшением удельного веса двухфазной смеси при увеличении расхода. Обращает на себя внимание начальный участок кривой, когда уменьшение перепада давлений связано с увеличением расхода, т.е. будто-бы случайный выплеск жидкости из канала должен приводить к самопроизвольному увеличению расхода, к выбросу. Существенно большая пропускная способность канала объясняется физикой течения двухфазных смесей. При малых расходах, когда с увеличением расхода уменьшение удельного веса смеси еще не компенсируется ростом сопротивления в вертикальном канале, возможен "взрывной" характер течения: канал является источником жидкости.

Устойчивость стационарных режимов по отношению к малым возмущениям без участия переходных процессов в самой скважине исследована в работе В.М. Ентова (1964). Полученный результат легко формулируется в терминах статических характеристик пласта и скважины. Для пароводяных скважин это условие, с учетом решения, полученного выше, означает, что гейзерным режимом работы будут обладать только скважины, в которых расход будет меньше оптимального:

$$Q_{кр} = S\gamma' \sqrt{gD} \frac{\sqrt{\frac{a}{C_0^2 \xi} \times \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1\right)}}{1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1\right)}. \quad 2.1$$

Полученное значение критического расхода находится в хорошем соответствии с эмпирическим обобщением гидрогеологов о том, что пульсирующие и гейзерные источники всегда обладают меньшим дебитом, чем постоянные.

Для понимания процессов, происходящих при извержении гейзера и подтверждения выводов о существовании области возникновения гейзерного и пульсирующего режимов нами была создана следующая модель (рис. 6). Из нижнего сосуда под действием вакуума, создаваемого в верхней колбе форвакуумным насосом, по стеклянной вертикальной трубке диаметром 15 мм, длиной 1,5 м засасывается горячая вода. Стеклоанная трубка сообщается с сосудом посредством вакуумного резинового шланга с зажимом, позволяющим регулировать расход. Для определения величины расхода воды всасываемой и истекающей из трубки, сосуд и колба снабжены мерными делениями. Для стабилизации режима, нарушаемого разогревом колбы в процессе работы модели, в ней смонтирован спиральный холодильник с проточной холодной водой. Давление, создаваемое в колбе форвакуумным насосом, соответствует упругости водяных паров при температуре холодильника и моделирует атмосферное давление. Температурой воды в сосуде моделируется температура вод в пласте. Сопротивление на зажиме соответствует сопротивлению пласта. Различие сопротивлений заключается в том, что

Рис. 6. Схема лабораторной модели гейзера

в пласте расход пропорционален перепаду давлений, а на сужении квадрат расхода пропорционален величине перепада давлений. Кроме того, пласт обладает некоторой упругостью, учитываемой коэффициентом пьезопроводности.

Приток воды в канал модели практически постоянен во времени, так как перепад давлений на сужении в стадию излива изменяется от 10 до 9 м водяного стоба, т.е. всего на 10%. В стадию заполнения забойное давление в скважине увеличивается на несколько десятков метров и в предельном случае, учитывая соотношение расходного и истинного паросодержаний, может походить до 83%.

На модели были проведены опыты для демонстрации условий реализации гейзерного режима. Как и полагали В.В. Аверьев и А.С. Нехорошев, при определенных условиях пар может обгонять воду, из которой он образуется. Депарированная вода начинает накапливаться в скважине.

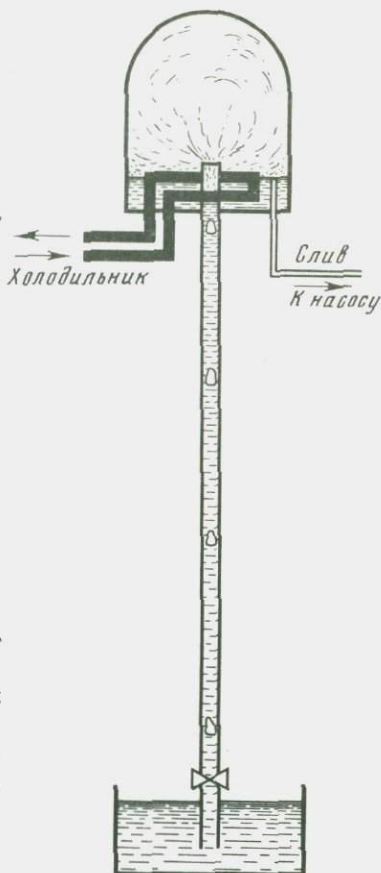
Максимальный уровень начала парообразования можно приблизительно оценить по разнице давлений насыщения ΔP для температур холодильника и горячей воды, используя соотношение Арманда:

$$H = \frac{\Delta P}{\gamma} = \frac{\Delta P}{\gamma \{1 - 0,833\}} \quad 2.2$$

Следовательно, для того, чтобы наблюдать уровень начала парообразования внутри трубки длиной 1,5 м, необходимо соответствующим образом подобрать температуры холодильника и горячей воды так, чтобы ΔP было меньше 0,015 бар. В опытах температуры составляли, например:

- 1) $t_x = 38^\circ$ ($P = 0,06755$) $t_\Gamma = 42^\circ$ ($P = 0,0836$),
- 2) $t_x = 59^\circ$ ($P = 0,19394$) $t_\Gamma = 61^\circ$ ($P = 0,2127$).

При соблюдении условия возникновения гейзерного режима, когда расход меньше оптимального, что для диаметра 15 мм составляет 2 г/сек, наблюдается следующая картина течения в канале.



После извержения верхняя часть трубки полностью опорожняется, в средней части находится охлажденная за счет парообразования депарированная вода, в нижней – засасываемая из сосуда горячая вода. Уровень воды в трубке непрерывно повышается. В зависимости от величины расхода можно получить стадию излива и, как следствие падения давления, стадию извержения. Но более интересным является общий случай, когда уровень воды находится ниже верхнего среза трубки, а средняя зона депарированной воды постепенно исчезает, прогреваемая восходящими пузырьками пара. При этом наблюдается момент, когда, несмотря на существование в верхней части трубки столба жидкости, все еще поглощающей пар, в некотором слое скапливается так много пузырьков, что образуется паровая пробка-снаряд, которая быстро поднимается вверх, интенсивно перемешивая воду и увлекая с собой часть горячей воды. При прорыве к поверхности паровая пробка-снаряд выталкивает из трубки часть воды, создавая часто наблюдаемый на многих гейзерах характерный предварительный всплеск. На некоторое время процесс замирает, так как на уровне, где образовался снаряд, температура уменьшилась, а сброс давления не был достаточным, однако уже через небольшой промежуток времени, как результат конвективных токов и продолжающегося прогрева восходящими пузырьками пара вновь возникает снаряд пара, который выталкивает часть воды из трубки. Позже количество центров снарядообразования резко возрастает. из трубки изливается верхняя часть воды, уже насыщенная пузырьками пара и во внутренней части трубы интенсивное движение снарядов, догоняющих друг друга, приводит к опорожнению трубы, при этом в ее верхней части возникает дисперсный режим. В то же время начинается опускное движение депарированной воды, сопровождающееся характерными шелчками.

Продолжительность периода между извержениями зависит от расхода и степени перегрева (разницы температур холодильника и горячей воды). Путем изменения параметров на модели были воспроизведены режимы, соответствующие гейзерному, пульсирующему и постоянному типам пароводяных источников.

Еще в 1928 г. Торкельсон (Barth, 1950) показал, что распределение температуры с глубиной в гейзере Строкур перед извержением соответствует линии насыщения. Ж. Гогель (1978) считает это правило общим для всех гейзеров.

На рис. 7 приведены результаты измерения температур в канале скважины Р-1 Паужетского месторождения, работающей в гейзерном режиме. Там же для сравнения приведены рассчитанные изменения температур с глубиной при оптимальном расходе и при заполнении канала водой с температурой, соответствующей линии насыщения. Видно, что переходные процессы в канале гейзера определяются этими крайними распределениями температур.

Для получения такого распределения на модели оказалось достаточно выполнить условие термической изоляции с помощью двойной стенки канала. Как и следовало ожидать, период работы модели при термоизоляции канала стал более регулярным. На модели в

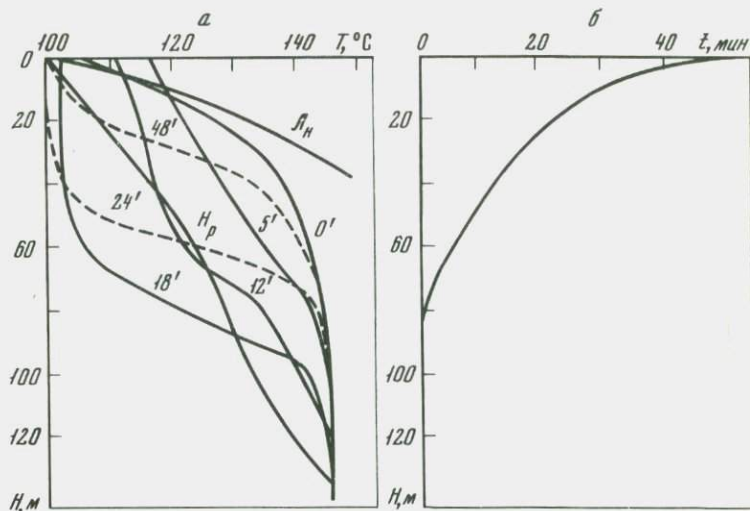


Рис. 7. Результаты измерения на скв. Р-1, работающей в гейзерном режиме

a – распределение температур в канале скважины: H_p – расчеты по формуле 1.8; L_n – расчетное при заполнении водой в условиях насыщения и в моменты времени после начала извержения, указанные на сплошных и пунктирных линиях; *b* – изменение уровня воды в канале скважины после начала извержения

демонстрационном плане рассматривались также режимы, имитирующие как режимы работы гейзера с заливкой воды из грифона в канал гейзера, так и влияние охлаждения грунтовыми водами, обтекающими канал гейзера. При первом режиме канал устанавливался таким образом, чтобы уровень среза канала был ниже уровня слива из приемной камеры. При втором режиме на верхней части канала устанавливался прочный холодильник. В обоих случаях увеличивалось время излива и уменьшалось время собственно извержения. Эти опыты способствовали лучшему пониманию необходимости учета теплопередачи во вмещающие породы при расчете периода гейзера, в то время как при постоянном режиме работы скважины, как указывалось выше, теплотерями можно пренебречь.

Рассматриваемый механизм работы гейзера не отвергает возможности существования гейзеров, периодичность которых обусловлена другими причинами. Детальные исследования температурного распределения в высокопроизводительной скважине РЭ-2 выявили наличие пропластков в продуктивном пласте, причем верхний пропласток имеет большую температуру. Механизм пульсаций можно представить следующим образом. Как только уровень глубины начала парообразования достигнет пласта, а верхнем пропластке начинается парообразование, резко ухудшающее водопроводимость; начинает работать

нижний пропласток, температура в скважине уменьшается, верхний пропласток раскупоривается и т.д. Таким образом, механизм пульсаций на скв. РЭ-2 напоминает механизм работы гейзера при смешении двух вод разной энтальпии. Природа пульсаций на скв. К-13 обусловлена другими причинами. Из термограммы, полученной в закрытой скважине, следует, что, начиная с глубины 150 м до 210 м, распределение температур в пласте эквидистантно линии насыщения. Следовательно, если уровень начала парообразования достиг отметки 150 м, то парообразование должно начаться и на глубине до 210 м, т.е. должен произойти выброс пароводяной смеси вне зависимости от проницаемых свойств пласта.

Однако, подавляющее большинство пульсирующих и гейзерных скважин Паужетского месторождения имеют расход меньше оптимального (2.1), поэтому можно полагать, что наиболее распространены гейзеры, периодичность которых обусловлена механизмом, связанным с особенностью проводящей способности канала при течении по нему двухфазной смеси.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОДУКТИВНОГО ПЛАСТА ПО НЕСТАБИЛЬНОСТИ РЕЖИМА РАБОТЫ ГЕЙЗЕРА

Гейзеры в целом характеризуются достаточной регулярностью извержений, наблюдаемой в течение многих десятилетий. Считается, что небольшие вариации периода могут быть связаны с изменением метеоусловий в течение дня, с сезонными колебаниями гидрогеологической обстановки. Отмечается корреляция изменения периодов с приливными силами и с сейсмической активностью в районе выхода термальных источников (Сугрובה, 1974; Rinehart, 1972).

Исходя из модели работы гейзера, наблюдаемые корреляции могут быть физически интерпретированы через параметры гейзера: пластовое давление, давление на выходе, температуру вод, попадающих в грифон гейзера и т.д.

В этом разделе мы рассмотрим нестабильность гейзера, обусловленную собственно механизмом его работы. Количество пароводяной смеси, извергаемой гейзером, в силу прерывистости двухфазной смеси, не может быть постоянным. Также в общем случае не постоянно количество воды, попадающее через грифон гейзера в канал после извержения. Можно полагать, что уровень депарированной воды h сразу после извержения занимает положение, отличающееся от среднего на Δh . Это значит, что время заполнения системы изменится на величину

$$\Delta t_{\text{зап}} = \frac{\Delta h S_h}{V_h}. \quad 2.3$$

S_h — площадь поперечного сечения канала на уровне h , V_h — расход воды, поступающей в канал гейзера при уровне воды в канале, равном h .

Принимая за момент окончания извержения момент, когда высота столба депарированной воды создаст давление, равное давлению насыщения пластовых вод, мы получим, что время слива должно измениться на

$$\Delta t_{\text{слив}} = \frac{\Delta h \cdot S_h}{V_0}, \quad 2.4$$

где V_0 – расход воды, поступающей в канал гейзера при полностью заполненном канале. Причем, если время заполнения уменьшается, то время слива увеличивается. Соотношение приращения времен слива и заполнения системы:

$$\frac{\Delta t_{\text{зап}}}{\Delta t_{\text{слив}}} = \frac{V_0}{V_h}. \quad 2.5$$

Если полагать, что расход воды, поступающей в канал гейзера, соответствует установившемуся режиму, то можно применить закон Дарси о пропорциональности расхода разности уровней пьезометрического и уровня воды в канале. Тогда для скорости изменения уровня воды в канале можно записать соотношение:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{kM}{S_h}(h + h_{st}), \quad 2.6$$

где h_{st} – положение пьезометрического уровня, k – коэффициент водопроводимости пласта.

Определим время заполнения канала, интегрируя выражение (2.6) и считая для простоты выкладок сечение канала гейзера постоянным.

$$t_{\text{зап}} = \frac{S}{kM} \ln \frac{h + h_{st}}{h_{st}}, \quad 2.7$$

замечая, что расход

$$V_h = kM(h + h_{st}), \quad V_0 = kMh_{st}, \quad 2.8$$

получим

$$t_{\text{зап}} = \frac{S}{kM} \ln \frac{V_h}{V_0}. \quad 2.9$$

Из уравнений 2.9 и 2.5 для величины удельной производительности гейзера следует:

$$kM = S \frac{\ln \frac{\Delta t_{\text{зап}}}{\Delta t_{\text{слив}}}}{t_{\text{зап}}}. \quad 2.10$$

Если измерить величину расхода воды во время слива, т.е. при полностью заполненном канале гейзера, то можно рассчитать и значение пьезометрического уровня, имея заданную площадь канала гейзера

$$h_{st} = \frac{V_0 t_{\text{зап}}}{S \ln \frac{\Delta t_{\text{зап}}}{\Delta t_{\text{слив}}}} \quad 2.11$$

В эксперименте на скважине Р-1 было получено, что максимальная глубина начала парообразования соответствует оптимальному расходу, а распределение температур перед извержением – линии насыщения; таким образом положение уровня воды в канале гейзера после извержения должно соответствовать максимально возможному (см. табл. 2).

Выражение для расчета положения уровня получим, используя равенства (2.11, 2.8, 2.5):

$$h = \frac{V_0 (\Delta t_{\text{слив}} - \Delta t_{\text{зап}})}{S \ln \frac{\Delta t_{\text{слив}}}{\Delta t_{\text{зап}}}} \quad 2.12$$

Очевидно, что полученное значение h совпадает с максимальным уровнем откачки только для тех гейзеров, в грифон которых не попадает вода с окружающей грифон площади.

На скв. Р-1, работающей в гейзерном режиме, по замерам в 1977 г. расход на изливе $Q = 0,3$ кг/сек, среднее время заполнения $t_{\text{зап}} = 40$ мин при среднем квадратичном отклонении $\Delta t_{\text{зап}} = 0,5$ мин; время излива – 2 час 30 мин при $\Delta t_{\text{слив}} = 4$ минуты. Площадь сечения канала в скважине $S = 3$ дм². Подставляя в формулы (2.10, 2.11, 2.12), получим значение пьезометрического уровня $h_{st} = 11,6$ м, водопроницаемость¹ $kM = 2,17$ м²/сутки. Положение уровня после извержения $h = 81,4$ м, что (см. табл. 2) соответствует энтальпии 148 ккал/кг. Результаты расчета совпадают с данными эксперимента, проведенного в 1972 г. (см. рис. 7, б). Значение водопроницаемости $kM = 2,33$ м²/сутки определялось из графика зависимости скорости изменения уровня в скважине от положения уровня, в соответствии с выражением

$$\frac{dh}{dt} = \frac{kM}{S} h_{st} + \frac{kM}{S} h, \quad 2.13$$

легко получаемым из формулы 2.6. Другие параметры были измерены непосредственно и составили: максимальная температура 146°C, максимальная глубина уровня воды 86 м, пьезометрический уровень 9,25 м.

¹ Данные, представленные на рис. 4, позволяют рассчитать коэффициент водопроницаемости разведочных скважин: его значения лежат в диапазоне 8–33 м²/сутки.

ПРИРОДА ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЙ С ПОЗИЦИИ ГИДРОДИНАМИКИ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ

1. ТИПЫ ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЙ, ФОРМЫ ТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ, ГАЗОСОДЕРЖАНИЕ ПРИ ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЯХ

Каждое вулканическое извержение уникально, но общность отдельных черт различных извержений позволяет классифицировать извержения. Подробный анализ существующих классификаций выполнен И.В. Лучицким (1971). Наиболее распространена классификация, основанная на сравнении с характерными извержениями отдельных вулканов (Макдональд, 1975). Ниже мы приводим краткое описание типов извержений в такой классификации.

Извержения гавайского типа характеризуются исключительно жидкой магмой с высокой температурой; магматические газы выделяются без больших взрывных явлений, спокойно, как будто происходит их испарение из лавы. Местами лава кипит, фонтанируя, причем выбрасывается некоторое количество магмы, застывающей в различных формах: очень пористых, пемзовидных шлаков, бомб, бусинок, стеклянных нитей. Образуются лавовые озера, характерны легко растекающиеся излияния; заметные накопления пирокластических материалов отсутствуют.

Стромболианские извержения отличаются магмой более вязкой, чем для гавайского типа, но все же обладающей большой подвижностью. Вследствие большей вязкости лавы, газы выделяются из нее уже не спокойно, а с более или менее сильными и шумными взрывами. Обильные выбросы магмы дают накопление типичных шлаков, нередко содержащих кристаллы в своей стекловатой массе. В местах выделения из магмы газов, накопления шлаков образуют конусы с кратерами. Характерно, что шлаки сопровождаются скрученными, так называемыми грушевидными бомбами. Значительные выбросы пеплов мало характерны. Лавовые потоки подвижны и могут растекаться на далекие расстояния.

Если магма очень вязкая, или даже почти затвердевшая, вулканические извержения принимают характер извержения вулканического типа. Газы выходят с трудом, производя оглушительные взрывы; затвердевшая магма разбивается на угловатые обломки, выбрасываемые вместе с лапилли и тонким пеплом. Последний накапливается не только вокруг выхода, как шлаки, но далеко разносится ветром.

Очень характерно образование так называемых бомб с "хлебной коркой" и растрескавшихся взрывных обломков. Лавовые потоки

обнаруживают свою вязкость, иногда переходя в куполообразные экструзии. Намечается появление раскаленных лавин.

При исключительно вязкой магме происходит образование куполов, когда эруптивная деятельность не отличается большими взрывами. В других случаях, наоборот, имеют место сильные взрывы, образование раскаленных туч пелейского типа, дающих нагромождение вулканических брекчий. Наконец, сильнейшие взрывы придают извержениям характер бандайсанского типа, дающего массу обломочного материала без всякого появления лавы.

Особо может быть отмечен плинианский тип извержений. Это сильнейшие извержения с выбросами пеплов, туфов и пемз, с появлением колоссальной шлако-газовой колонны в пароксимальную стадию извержения. Такие извержения часто сопровождаются расширением жерла и иногда обвалом с образованием кальдер и сомм. Извержения поставляют, главным образом, рыхлый материал. Плинианские извержения, в случае основных лав, дают больше пеплов, а в случае кислых — больше пемз и туфов.

Везувийанский тип деятельности характеризуется частыми эксплозиями сравнительно текучей лавы и является промежуточным между стромболианским и вулканическим. Выделяется также исландский тип извержений, который сходен с гавайским и считается аналогом излияний геологического прошлого, которые приводили к формированию обширных полей платобазальтов. При извержении исландского типа тоже изливаются в больших количествах весьма жидкие базальтовые лавы, вытекающие из трещин, но лавовым излияниям обычно сопутствуют более или менее мощные пепловые выбросы, совсем не характерные для гавайских извержений.

Реже при описании извержений используются более дробные классификации, особенно для сильных извержений: тип Перрета, близкий к плинианскому, тип Мерапи и тип Сан-Винсент, близкие к пелейскому типу и другие.

Выявляя физическую сущность процесса извержения, исследователи, как правило, акцентируют внимание на взрывных явлениях. Такой подход нагляден, так как очевидна корреляция силы взрыва и вязкости лав. Поэтому естественные наблюдаемые на поверхности признаки (вязкость расплава, соотношение летучих, жидких и твердых продуктов) дополняются признаком, отражающим интенсивность процесса (давление газов или экзпловзивность) и являющимся функцией глубины положения очага (Esher, 1933).

В ходе извержений, особенно мощных, наблюдаются взрывы, разрушающие постройку вулкана или консолидированную кровлю подводящего канала. Природа этих взрывов связывается с магматическими газами, возможно, проникающими в кровлю. Считается, что разрушающее давление передается магмой, но может быть обусловлено цепными химическими реакциями в газовой фазе (Гущенко, 1966) или процессами сорбции-десорбции (Аверьев, устное сообщение, 1967).

Сопоставление извержения со взрывом позволило исследователям предложить классификацию извержений (Esher, 1933), способ расче-

та газосодержания (Мархинин, 1967) и в ряде случаев выявить закономерности в взрывных отложениях (Штейнберг, 1977).

Однако взрывная концепция не объясняет процесса выноса ювенильного материала, хотя бы потому, что продолжительность выноса может достигать нескольких месяцев (Catalogue..., 1951-1963; Влодавец, 1966). Учитывая, что ювенильный материал состоит из трех фаз: твердой, жидкой и газообразной, мы предложили сопоставлять процесс выноса ювенильного материала, по существу являющийся собственно вулканическим извержением, с течением двухфазных смесей расплав-летучие (Дрознин, 1969₁).

При этом многообразии типов вулканических извержений можно объяснить структурой двухфазного потока. Для иллюстрации проводимого сопоставления приведем описание форм течения в двухфазных потоках, впервые прослеженных на одной установке Б.К. Козловым (1955) (рис. 8).

При спутном движении в вертикальной трубке при относительно малых расходах газа, газовая фаза в виде отдельных пузырьков распространяется внутри жидкости и движется вверх со скоростью, несколько превышающей скорость жидкости. Такой режим течения называется пузырьковым. При относительно больших расходах газа возникает снарядный режим. Когда размеры пузырьков приближаются к величине диаметра канала, они объединяются в своего рода газовые пробки, достигающие длины, равной нескольким диаметрам канала и напоминающие по своей форме снаряды с головками параболических очертаний. Структура потока становится четочной: по трубе движутся чередующиеся между собой газовые и жидкостные пробки. Причем последние содержат включения из газовых пузырьков, размеры и количество которых постепенно уменьшаются так, что перед следующим снарядом находится только жидкость.

При больших расходах газа часть жидкости из центра сечения трубы отбрасывается потоком газа к стенке, затормаживается и потом вновь включается в общий поток. Четочная структура нарушается, газ в этом режиме принимает переменную пробкодиспергированную структуру. Такой режим течения называется диспергированным или расслоенным.

При следующем режиме двухфазный поток имеет эмульсионный вид, пленки жидкости между газовыми пузырьками образуют пространственную сотую структуру, элементы которой непрерывно разрушаются и создаются вновь. При еще больших расходах газа наблюдается режим кольцевого течения: двухфазная смесь представляет эмульсию газа с диспергированной влагой, движущейся в центральной части, по стенке течет пленка жидкости. При еще больших расходах стенка трубы смочена влагой, в потоке движется мелкодисперсная, распыленная влага.

Нами была отмечена следующая сопоставимость режимов течения двухфазной смеси и типов извержений (Дрознин, 1969₁): гавайский тип - пузырьковое течение до снарядного; стромболианский - снарядный режим течения; этно-везувианский - диспергированная форма течения; вулканический - кольцевая, дисперснокольцевая. Взрыв-

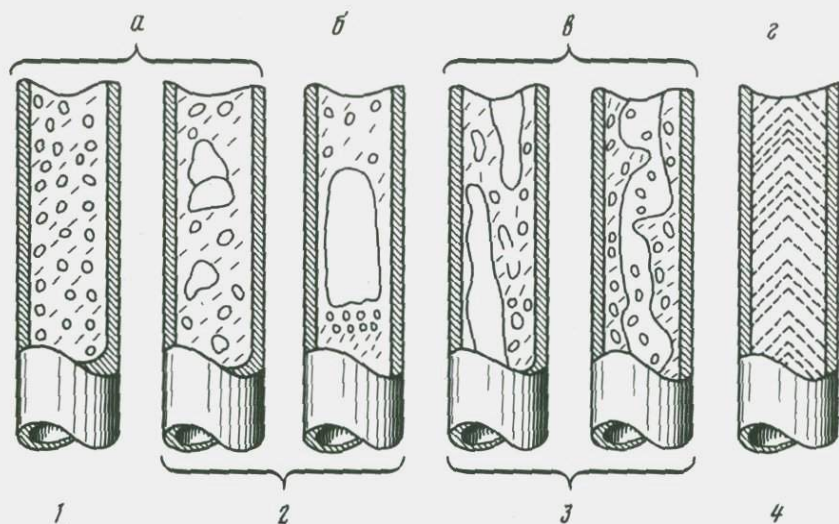


Рис. 8. Соответствие режимов течения двухфазных смесей (а - пузырьковый, б - снарядный, в - диспергированный, г - дисперсный) и типов извержений (1 - гавайский, 2 - стромболианский, 3 - этно-везувианский, 4 - вулканский)

ные явления, наблюдаемые при извержениях в процессе течения, могут быть объяснены большими размерами пузырей и снарядов. Действительно, в газовом пузыре, всплывающем в лаве, длина которого составляет несколько метров, давление будет достигать нескольких атмосфер. Выталкиваемая им лава растекается под действием собственного веса. Формирование границы между газом в полости и газом в атмосферном воздухе определяется при этом физическими свойствами лавы. Разрушение лавовой границы сопровождается взрывом.

Наблюдаемая аналогия типов извержений и режимов течения двухфазной смеси позволяет оценить значение газосодержания в процессе извержения. Под газосодержанием понимается отношение веса летучих к общему весу продуцируемого извержением материала. При грубых оценках расход летучих определяется по скорости выноса мелких бомб при допущении, что видимое сечение кратера или бочки в основном заполнено летучими (Набоко, 1947; Грейтон, 1949; Fries, 1953; Макдональд, 1975). Е.К. Мархинин (1967) предложил способ оценки газосодержания, основанный на высоте вылета бомб. Однако, как отмечалось в работе Г.Н. Кузнецова (1967), этот способ не может быть рекомендован для всех типов извержений, так как газ и лава не могут иметь равные скорости истечения по всему сечению канала. Е.К. Мархинин полагает, что энергия взрыва сопоставима с кинетической энергией выбрасываемых продуктов и обусловлена целиком работой, совершаемой расширяющим-

ся газом. В действительности скорость выноса определяется прежде всего гидродинамическим напором, и использование способа, предложенного Е.К. Мархининым, дает завышенные значения газо-содержания. Ю.Н. Рябинин и В.Н. Родионова (1966), используя известный в метеорологии факт, что максимальное содержание паров воды в облаках составляет 0,03–0,3 г/см³, оценили количество газа по объему пеплового облака, образовавшегося при извержении вулкана Безымянный в 1956 г. В последнее время появился ряд работ, в которых газосодержание рассчитывается на основе измерения скорости полета и объемов выбрасываемых бомб с использованием закона сопротивления при обтекании тела газовым потоком (Wilson, 1976; Штейнберг, 1977). Такой способ связан с трудоемким обчетом кинограмм и применим только для тех моментов извержения, когда вылетающие бомбы раздельно фиксируются в кадре, при этом величину газосодержания получают по отношению к весу бомб, а не к весу всего вынесенного материала, т.е. без учета массы лавы.

Влияние газосодержания на структуру потока двухфазной смеси, и следовательно, на тип извержения видно из приведенного выше сопоставления типов извержений и режимов течения двухфазных смесей. Формулы расчета газосодержания для различных типов извержений мы получили, используя рекомендации для инженерной практики (Уоллис, 1972)¹.

Весовое газосодержание при пузырьковом режиме (гавайский тип) определяется через скорость всплытия газового пузыря V_{Π} и приведенную скорость жидкой фазы j' соотношением

$$x = \frac{\gamma''}{\gamma'} \left[\frac{V_{\Pi} - V_{\infty}}{1,2j'} - 1 \right], \quad 3.1$$

где V_{∞} – скорость всплытия пузыря в неподвижной жидкости.

Переход от пузырькового режима к снарядному (от гавайского типа к стромболианскому) происходит при выполнении условия

$$\frac{\gamma_{\Pi}^3 \gamma''^2 D^2}{\mu' \sigma} > 1,1 \cdot 10^6. \quad 3.2$$

При этно-везувийанском типе извержений (переход от снарядного режима к кольцевому)

$$x = 0,33 \frac{\gamma'' \sqrt{gD}}{\gamma' j'}. \quad 3.3$$

¹В работе С.С. Кутателадзе, Ю.Л. Сорокина (1961) предложено построение карт режимов течения на основе безразмерных критериев, учитывающих все параметры, оказывающие влияние на структуру потока, газосодержание, геометрию канала, вязкость, поверхностное натяжение, плотность компонент и др.

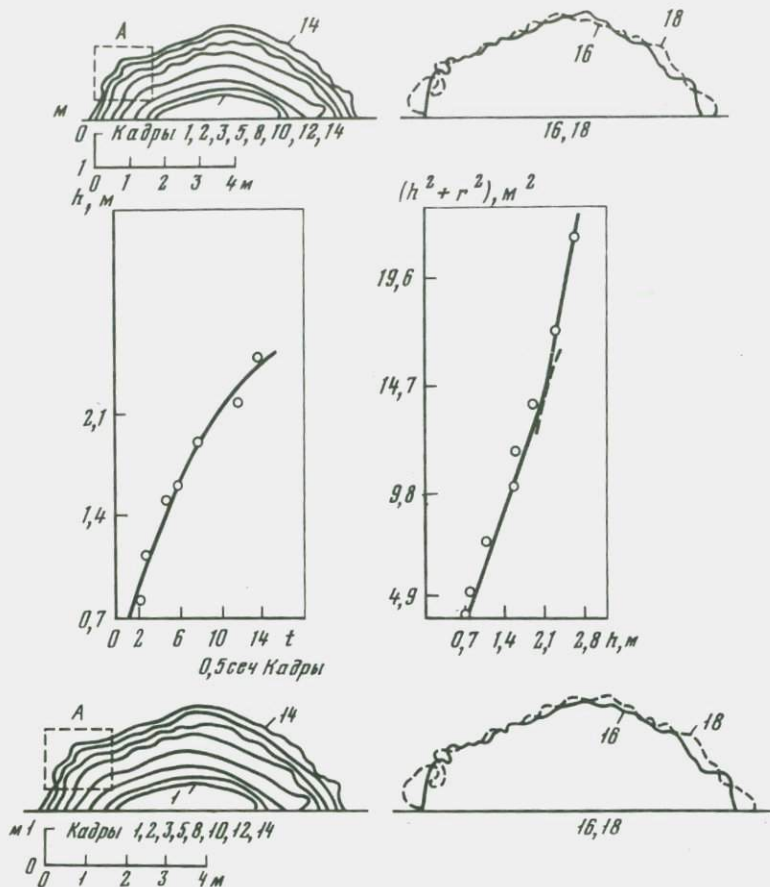


Рис. 9. Кинограмма роста лавовой полости; соотношение высоты и радиуса купола полости; А - место разрушения купола полости извержения им. Б.И.Пийпа (1966)

Для расчета газосодержания при вулканском типе извержений, соответствующем дисперсной форме, в настоящее время нельзя рекомендовать столь же простые зависимости. Возможность расчета газосодержания по приведенным выше формулам покажем на примере побочных извержений вулканов Ключевской и Алаид.

Побочное извержение Ключевской сопки в 1966 г., названное именем Б.И. Пийпа, описано в работе И.Т. Кирсанова (1968). Нами (Дрознин, 1969) была зафиксирована с помощью киноаппарата Адмирал 16 на скорости съемки 24 кадр/сек деятельность лавовой бочки 19 ноября 1966 г. Тогда на поверхности лавового потока ритмично появлялись лавовые надувы, которые постепенно увеличивались и затем разрушались с разлетом обрывков лавы. На

рис. 9 приведен пример кинограммы, когда место разрушения оказалось в плоскости проекции. Характер разрушения свидетельствует о том, что надув является оболочкой газовой полости. Скорость всплытия газовой полости, определенная по начальному участку кривой, по графику изменения высоты вершины купола этой полости относительно поверхности лавового потока составляет 3,7 м/сек. Обозначая высоту вершины купола полости h , а диаметр основания $2r$ в случае сферической полости радиуса R получим соотношение $h^2 + r^2 = 2Rh$.

Из графика зависимости $h^2 + r^2$ от h (рис. 9) следует, что радиус полости $R = 4$ м. Тот факт, что центры надувов приходятся на одно и то же место, говорит о соизмеримости диаметров полости и подводящего канала, т.е. можно полагать, что $D = 10$ м.

Обнаруженная гидродинамическая связь деятельности вершинного кратера и бокки позволяет считать, что движение лавы в канале бокки происходит под действием гидростатического давления лавы в канале вершинного кратера. На основании превышения высоты конуса относительно бокки H равного 70 м, длины канала бокки $L = 200$ м и объема излившейся лавы (за время $t = 15$ мин), составившего по результатам глазомерной съемки $V = (2-10) \cdot 10^4$ м³, получим значение вязкости лав, используя закон Пуазейля для ламинарного течения:

$$\mu' = \frac{\pi D^4 t H \gamma' g}{128 L V} = (0,5 \div 2,5) 10^5 \text{ пуаз.} \quad 3.4$$

Поверхностное натяжение лав составляет величину порядка $\sigma = 100$ дин/см.

Значение критерия (3.2) при плотности лав $\gamma' = 2,5$ г/см³: $(14 \div 3) 10^6 > 1,1 \cdot 10^6$ указывает на наличие снарядной формы течения. Для нас особенно важно, что рекомендации, полученные для двухфазных смесей: газ-вода, пар-вода, спирт-воздух, глицерин-воздух и т.п. при диаметрах, не превышающих 200 мм, справедливы для вещества вулканических извержений и сечений подводящих каналов.

Для описываемого случая газосодержание легко определить по измеренной частоте появления газовых полостей, которая составляла $n = 0,5$ сек⁻¹. Соответственно расход газа через объем единичной полости $Q'' = \frac{4}{3} \pi R^3 \gamma'' n$, а газосодержание при плотно-

сти лав 2,5 г/см³

$$x = \frac{Q''}{Q} = \frac{4\pi R^3 \gamma'' n t}{3V \gamma'} = 0,006 - 0,001.$$

Извержение вулкана Алайд в 1972 г. описано в работе Г.П. Авдейко и др. (1974). Мы наблюдали стадию извержения, когда деятельность кратера побочного конуса носила стромболианско-вулканический характер.

Диаметр жерла $D = 5$ м. Расход лавы через жерло $10 \text{ м}^3/\text{сек}$. Плотность лав можно принять равной $2,5 \text{ г}/\text{см}^3$. Тогда в соответствии с формулой 3.3, учитывая, что приведенная скорость расплава $j' = \frac{4Q'}{\pi D^2} = 0,5 \text{ м}/\text{сек}$ получим $x = 5\gamma''/\gamma'$.

В формулу надо подставлять значение удельного веса газовой фазы для глубин, где структура потока еще не нарушена концевыми эффектами, т.е. в 2–3 раза больше, чем при атмосферных условиях. Окончательно считая газовую фазу водяным паром при $T = 1000^\circ\text{C}$, т.е. $\gamma'' = (2 \div 3) 0,172 \text{ кг}/\text{м}^3$, получим $x = 5 \cdot 10^{-4} = 0,05\%$.

2. СХЕМЫ РЕАЛИЗАЦИИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ НА ПРИМЕРАХ ИЗВЕРЖЕНИЙ ВУЛКАНОВ АЛАИД (1972), ШИВЕЛУЧ (1964), ТОЛБАЧИК (1975)

При демонстрации и изучении газлифта используется модель, когда газ подается в вертикальный канал, часть которого находится в воде. Общий перепад давления равен гидростатическому давлению на нижнем срезе трубы, т.е. зависит от заглубления канала. Обычно демонстрируется, что расход воды через канал, по мере увеличения расхода газа, сначала возрастает, затем уменьшается. Качественные зависимости, которые можно получить при различном заглублении трубы в воду, рассмотрены, например, в работе В.А. Архангельского (1958).

На основе этих зависимостей легко объяснить случай, когда из резервуара двухфазная смесь попадает в два канала различного диаметра. Это случай такого режима, при котором в широкий канал из смесителя не попадает воздух и в нем вода устанавливается на некоторой высоте, а уровень выхода двухфазной смеси в канале меньшего сечения располагается несколько выше. Используя положения, изложенные в главе I, раздел 3, легко показать, что, зная расход жидкости в узком канале и высотные отметки, можно рассчитать газосодержание. Если скорости течения малы, а потерями давления на трение и ускорение смеси можно пренебречь, для определения зависимости давления от глубины в узкой трубе при постоянном газосодержании получим выражение:

$$H = \int_{P_{\text{ВЫХ}}}^{P_{\text{ВХ}}} \frac{dP}{\gamma' \left[1 - \frac{1}{C_0 + \frac{aS\sqrt{gD}}{Qx}} \right]} \quad 3.5$$

Приведенная модель позволяет объяснить картину извержения вулкана Алаид в 1972 г. (Авдейко и др., 1974). Многим казалось парадоксальным, почему лавы фонтанируют не на дне воронки, а в кратере растущего побочного конуса (рис. 10). Разница высот от края воронки до места выхода лавы на склоне конуса составляла

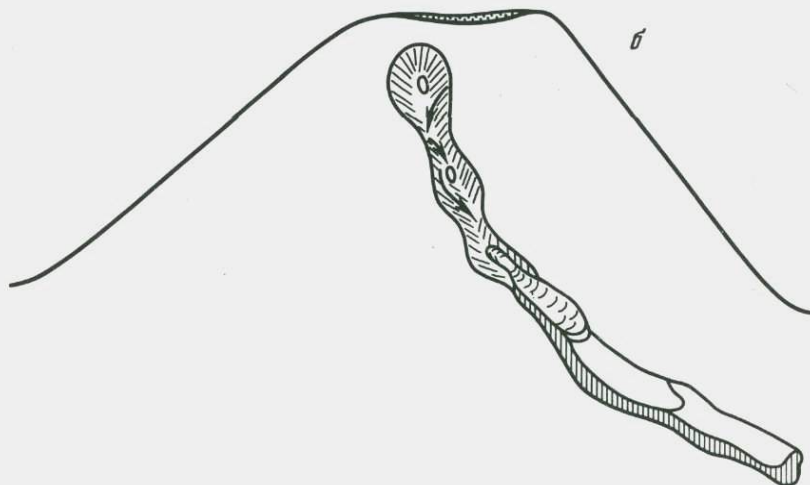
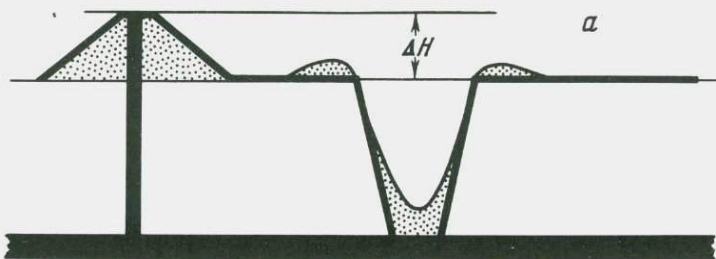


Рис. 10. Схематическое изображение: *a* – высотного профиля через паразитический конус; *б* – расположения мест выхода лавы в южной бокке. Вулкан Алайд, извержение 1972 г.

$\Delta H = 10$ м. Несомненно, что воронка образовалась в начальный момент извержения. Ее круто падающие стенки позволяют считать, что она сформировалась в результате эрозии под действием течения двухфазной смеси (см. гл. IV, раздел 1). Следовательно, течение на участке канала от уровня выхода до уровня, соответствующего дну воронки, осуществляется под действием перепада давления, эквивалентного давлению слоя пород, имеющего мощность, равную глубине воронки. Это условие позволяет получить формулу для расчета газосодержания в виде

$$x = \frac{a S \gamma'' \sqrt{y D}}{Q \left[\frac{H_B}{\Delta H} + 1 - C_0 \right]}, \quad 3.6$$

где γ'' – средний удельный вес газовой фазы на этом участке

канала, H_B — глубина воронки. Подставляя значения $Q = 4 \cdot 10^4$ кг/сек, $D = 5$ м, $H_B = 70$ м, $\Delta H = 10$ м, $\gamma'' = 80$ кг/м³, получим величину газосодержания $x = 1,4\%$.

Модель сообщающихся сосудов, питающихся из резервуаров двухфазной смесью, полезна также для понимания гидродинамической связи между бокками, расположенными на одной трещине. Если бы по каналам двигалась однофазная жидкость, то при изменении уровня (расхода) в одном канале практически мгновенно мы наблюдали бы изменение уровня (расхода) в другом канале. Между тем, при течении двухфазной смеси по нескольким каналам изменение расхода в одном канале может не изменить расход в других. По крайней мере, из-за большой сжимаемости двухфазной смеси и возможного перераспределения газосодержания, проявление гидродинамической связи между каналами может быть не обнаружено. Например, при действии конусов выноса на лавовой трещине Большого трещинного Толбачинского извержения (БТТИ) какой-либо взаимосвязи между ними не было обнаружено.

При извержении вулкана Алаид наблюдалась цикличность действия мигрирующих по южной бокке выходов лавы (см. рис. 10,б). Гидродинамическая связь в этом случае обнаруживается визуально, хотя вынос продуктов извержения осложняется стекающей лавой. Охлажденные вязкие лавы, извергнутые верхней боккой, стекая вниз, перекрывают нижние выходы. После наблюдения нескольких циклов по изменению структуры двухфазной смеси, выносимой верхним жерлом, легко предсказывается начало фонтанирования в нижних жерлах. К этому моменту частота выбросов увеличивается, размер вылетающих обрывков лавы уменьшается, структура потока приближается к дисперсной. Как только начинают фонтанировать нижние жерла, интенсивность работы верхнего жерла резко падает. Через короткий промежуток времени фонтанирование во всех жерлах практически прекращается. Следующий цикл начинается с увеличения интенсивности выноса из верхнего жерла.

Описываемый случай, по-видимому, следует моделировать течением двухфазной смеси в щелевом канале. Такая модель была предложена С.А. Федотовым (1976) при изучении деятельности Северных конусов БТТИ, где основным вопросом являлся вопрос локализации центра образования конуса над подводной дайкой. Решение этого вопроса равносильно изучению распределения концентрации газа при течении двухфазной смеси по щелевому каналу, причем в условиях, когда движущаяся двухфазная смесь, оказывая эрозионное действие, может изменять форму канала. Подобная модель, по-видимому, применима и к другим трещинным извержениям, например, вулкана на о. Хеймауэй в 1972 г.

Рассматривая процесс извержения с позиции гидродинамики двухфазных смесей, мы приходим к необходимости учета еще одной особенности: скорость звука в двухфазной смеси может быть меньше, чем в чистом газе. По гомогенной модели течения скорость звука в смеси определяется через скорости звука фаз выражением (Уоллис, 1972):

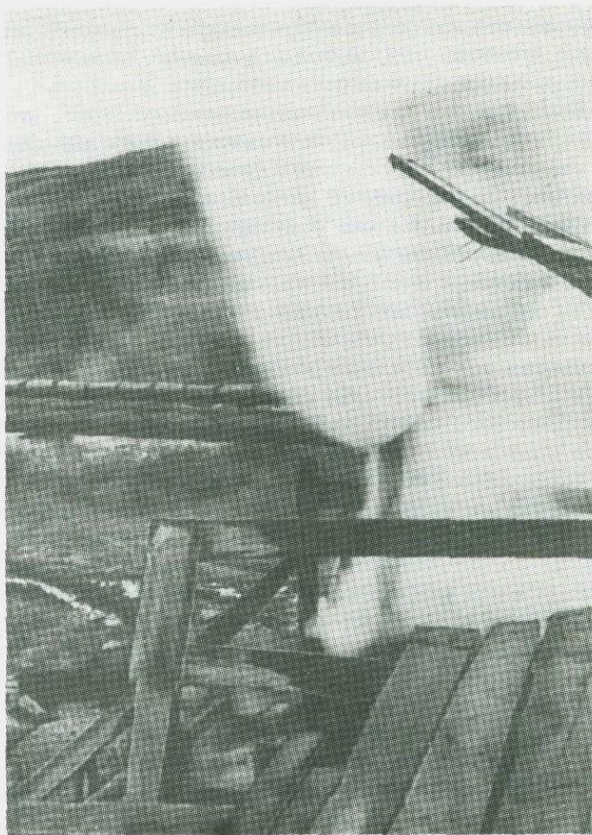


Рис. 11. Течение пароводяной смеси при оборудовании скважины оголовком с косым срезом

$$\frac{1}{C^2} = [\phi \gamma'' + (1-\phi) \gamma'] \left[\frac{\phi}{\gamma'' C''^2} + \frac{1-\phi}{\gamma' C'^2} \right], \quad 3.7$$

при $\gamma' \gg \gamma''$ и $\gamma' C'^2 \gg \gamma'' C''^2$,

$$C^2 = \frac{\gamma''}{\gamma'} \frac{C''^2}{\phi(1-\phi)}. \quad 3.8$$

Другими словами, минимальная скорость звука в смеси наблюдается при объемном газосодержании $\phi = 0,5$ и составляет при атмосферном давлении для смеси пар-вода примерно 20 м/сек, для смеси лава - водяной пар ($\gamma' = 2,5 \text{ т/м}^3$) примерно 15 м/сек.

На пароводяных скважинах приведенные скорости течения (расход $Q = 20 \text{ кг/сек}$, энтальпия 170 ккал/кг; диаметр 200 мм) па-

роводяной смеси составляет около 150 м/сек. При извержении, например, 1 конуса Северного Прорыва БТТИ только скорость падения бомб достигла 250 м/сек. Сравнение скоростей показывает возможность сверхзвуковых течений.

Известно, что при сверхзвуковом течении струя, вытекающая из косою среза, отклоняется. Возможность такого явления на пароводяной скважине иллюстрируется фотографией (рис. 11). Модель истечения двухфазных смесей из косою среза, по-видимому, может быть полезна при объяснении природы вулканического извержения типа "направленного взрыва". Это название Г.С. Горшков (1965) предложил в связи с тем, что пирокластические отложения этого извержения не имеют центральной симметрии, они фиксируют мощный наклонный выброс. Отклонение извергаемого материала от вертикали объясняется неравномерностью напряжений в теле вулкана, так как кратер образуется на склоне вулкана. Для определения разлета резургентного материала (раздробленного материала постройки) такое объяснение может быть и справедливо, но очевидно, на течение лавы, образующей пирокластический поток, напряжение в теле постройки не оказывает никакого влияния. Размеры частиц потока (приблизительно 0,5 м в диаметре) и скорости (около 100 м/сек) столь велики, что вряд ли можно говорить о роли господствующих ветров (что справедливо для пепловых отложений вулканических туч). Искусственным кажется и предположение о наличии наклонных подводящих каналов, обеспечивающих такой тип извержения (Фирстов, Широков, 1971).

Решение задачи об угле поворота струи, вытекающей из косою среза, необходимо для определения наименее известного параметра извержения — газосодержания. Однако, в силу сложности расчета действительного значения скорости звука в неравновесных двухфазных потоках (Дейч, Филиппов, 1968), мы вынуждены ограничиться в этом разделе лишь таким качественным сопоставлением.

3. ДЕБИТ И ПЕРИОДИЧНОСТЬ ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЙ

Время покоя между извержениями различных вулканов колеблется от одних суток до сотен лет. Определение средневероятного периода покоя для отдельного вулкана затруднено, так как для большинства из них известно только ограниченное число дат извержений. Для исторического прошлого даты извержений могут отсутствовать. Естественно, что количество пропусков увеличивается со временем. Определение вероятного периода покоя для вулканов было осуществлено Уикманом (Wickman, 1966). Им рассмотрены практически все вулканы, для которых существует достаточный и надежный ряд дат извержений. Основным выводом проделанной работы является выделение максимального и минимального периодов покоя и, практически, равновероятность для вулкана любого периода покоя, заключенного между этими крайними значениями.

Аналогичный результат был получен нами при изучении пепловых выбросов Карымского вулкана в 1965 г. Ряд значений периодов покоя между пепловыми выбросами Карымского вулкана как пример природного дискретного процесса рассмотрен в работе В.Н. Бондаренко (1970), который показал, что среднее вероятное значение периода покоя не может быть определено.

В работах П.И. Токарева (1977) сделана попытка расширения возможностей прогноза извержений по ряду значений периодов покоя на основе введения параметра "цикл активности" вулкана, когда предполагается, что ряд периодов покоя через определенные длительные интервалы повторяется, хотя средний период в течение цикла может меняться. Однако, перспективность такого подхода ограничена малым количеством дат извержений.

До настоящего времени проблема объяснения периодичности деятельности вулкана учеными не решена. Исследователи предполагают возможность существования каких-либо процессов в зоне питания вулкана, приводящих к неравномерному поступлению материала в канал (Ковалев, Слезин, 1971). Другой причиной периодичности считается образование лавовой пробки, консолидация которой после предыдущего извержения способствует возникновению избыточного давления. Но такое объяснение не является общим, так как существуют вулканы с лавовыми озерами, где лавовая пробка не образуется.

Анализируя данные по объемам извержений различных вулканов, мы пришли к выводу о равномерности поступления изверженного материала на поверхность как в отдельные этапы извержения, так и в отдельные циклы активности вулкана (Дроздин, 1969). Найденная закономерность была подтверждена работами других авторов (Ковалев и др., 1971; Токарев, 1977; Кононов, Поляк, 1977). На рис. 12 и 13 представлены результаты измерений объемов пепловых выбросов Карымского вулкана, проведенных нами летом 1965 г. Объем выброса рассчитывался по фотографии как объем тела вращения. Выброс фотографировался в момент отделения пепловой тучи от жерла.

Анализируя график зависимости суммарного объема от времени (рис. 13), можно сделать следующие выводы:

1. После сильного взрыва следует несколько слабых. Такая серия взрывов происходит в интервале около 4-х часов.
2. Суммарный объем есть линейная функция времени. Расход газа составляет $0,09 \text{ км}^3/\text{час}$. Эта величина является средней для всего периода наблюдения. Разброс точек вызван помимо указанной особенности пепловых выбросов (глава II, раздел 1) тем, что определение объема производилось по одной проекции, поправки на непараллельность плоскости пленки и центрального сечения выброса не введены. Эта поправка целиком определяется направлением и скоростью ветра над вулканом в момент взрыва. Очевидно, что наиболее точно объем выброса можно получить по трем проекциям, тогда отпадает и предположение о симметричности выброса.

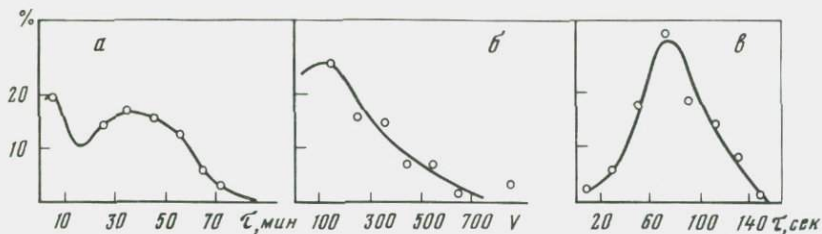


Рис. 12. Параметры пепловых выбросов Карымского вулкана в июле-августе 1965 г.

а – вероятность времени покоя между выбросами; *б* – вероятность объема выброса; *в* – вероятность продолжительности выброса

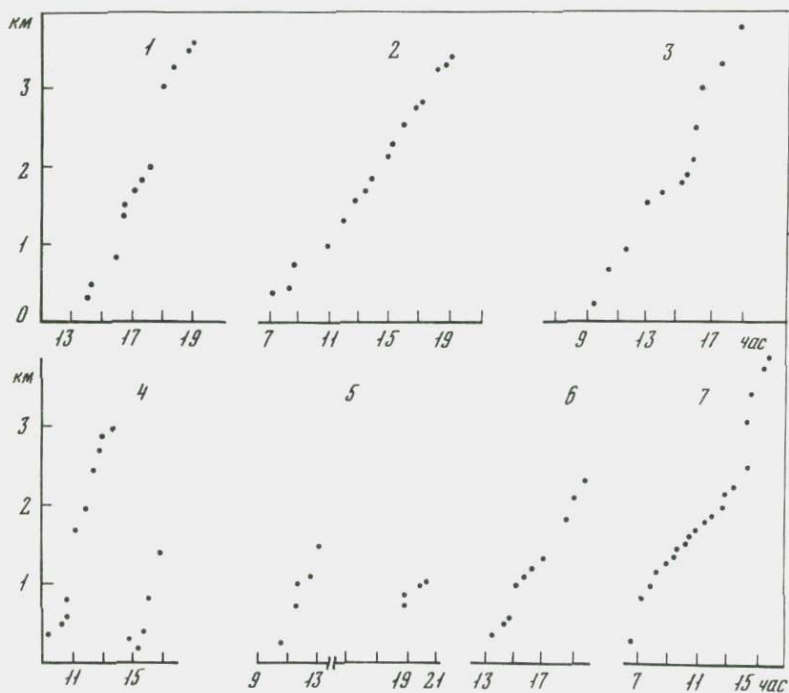


Рис. 13. Вынос материала Карымским вулканом в 1965 г.
 1 – 28.VII; 2 – 29.VII; 3 – 31.VII; 4 – 5.VIII; 5 – 6.VIII; 6 – 7.VIII; 7 – 8.VIII

3. Средний объем выброса составляет $0,05 \text{ км}^3$. Отличие от средневероятного объема ($0,01 \text{ км}^3$) указывает на существенную роль сильных взрывов в общем дебите.

4276

Нами также определялся объем вынесенного материала при образовании III конуса Северного прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения, которое началось в 21 час. 12 мин. 17 августа 1975 г. с практически беззвучного выхода бело-голубой струи взвеси газа с твердыми частицами. Вслед за струей начались выбросы раскаленного материала. В течение нескольких минут по линии субмеридионального направления появилось еще несколько выходов: сначала два выхода южнее первых выбросов, образовавшие с ними единую группу, затем, почти одновременно, три выхода севернее. Впоследствии эти две группы стали центрами формирования III конуса. Образование последующих выходов раскаленного материала происходило по обе стороны от основных групп без видимого опережения газовыми струями. На фотографиях можно насчитать до 18-22 одновременно работающих фонтанов раскаленного вещества. По цветной гамме материал на выходе III конуса занимает промежуточное положение между светло-красным I конуса и светло-соломенным материалом лавовых трещин, образовавшихся 23 августа. Определения с помощью пирометра ОПИР-017 дали значения температур $1000-1050^\circ\text{C}$, что сравнимо с температурой начала размягчения базальтового вещества, составляющей 1040°C^1 , но существенно ниже температуры его полного плавления 1180°C^1 .

Сначала высота подъема бомб была невелика, порядка 100-150 м. К 22 час. высота полета бомб, определяемая по времени их падения, составляла 720 м. Дальность полета достигала 300-400 м. Пирокластический материал быстро начал формировать конус, перекрывая крайние выходы. На рис. 14 показаны последовательные изменения силуэта образующегося конуса. Фотографирование производилось фотоаппаратами Любитель и Горизонт с точки, расположенной в 850 м от центра конуса на направлении, отклоняющемся от перпендикулярного к линии заложения конусов на 10° . При рассмотрении рис. 14 видно, что образование лавового потока началось около 1 часа ночи 18.8.1975 г., при этом произошло растаскивание северной части конуса. При расчете объема образующегося конуса по площади его силуэта S считалось, что конфигурацию конуса можно схематично представить в виде призмы с трапециoidalным сечением в вертикальной плоскости, вставленной в разрезанный пополам усеченный конус. Измерения и расчеты погрешности показали, что угол при основании конуса можно принять постоянным: $\alpha = \text{arctg } 0,6$, длину верхней кромки силуэта конуса $L = 150 \text{ м}$, радиус меньшего основания усеченного конуса $r = \frac{L}{4}$

¹ Температура определена нами в экспериментальной лаборатории Сиб. ГЕОХИ на высокотемпературном микроскопе МНО-2.

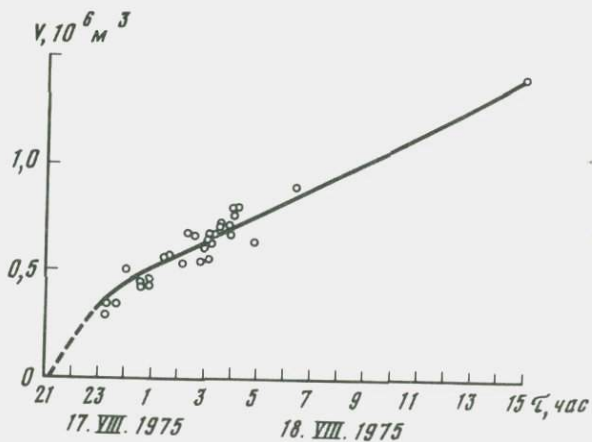
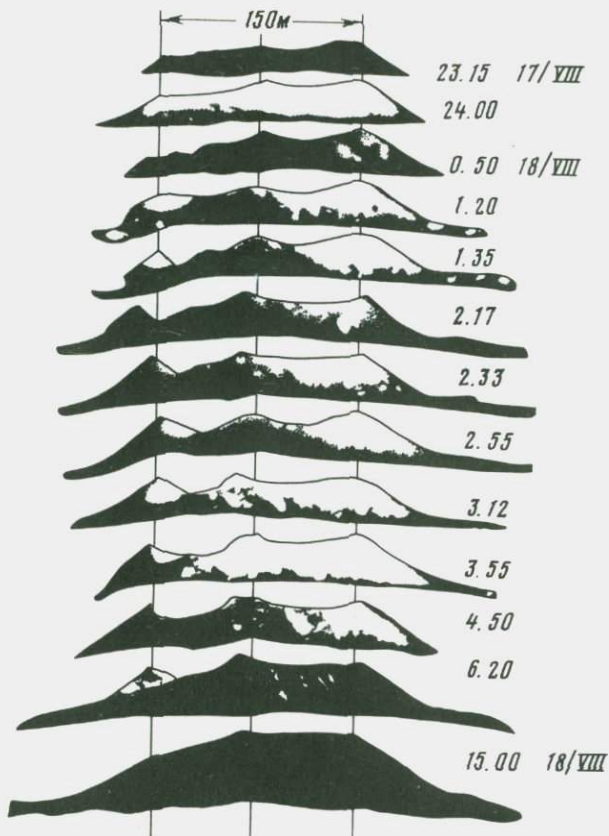


Рис. 14. Изменение в процессе роста профиля и график изменения объема III конуса Большого трещинного Толбачинского извержения

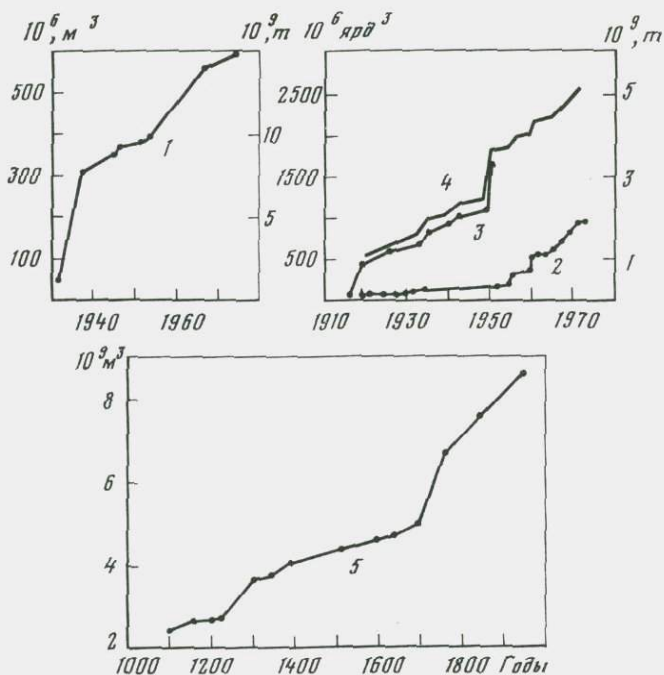


Рис. 15. Рост массы, продуцируемой вулканами 1 - Ключевская сопка; 2 - Килауэа; 3 - Мауна-Лоа; 4 - Килауэа и Мауна-Лоа; 5 - Гекла

и длину призмы $2r$. График изменения объема модели, рассчитанного с помощью формулы

$$V = \frac{\pi}{3} r^2 \operatorname{tg} \alpha \left[B^3 + \frac{6}{\pi} B^2 - 1 - \frac{6}{\pi} \right], \quad 3.9$$

где $B = 2\sqrt{1 + \frac{S}{4r^2 \operatorname{tg} \alpha}} - 1$.

представлен на рис. 14. Из графика можно получить значение начального дебита $4 \cdot 10^6$ м³/сут и значение среднего дебита за время наблюдения $1,6 \cdot 10^6$ м³/сут. Напомним, что объем конуса после прекращения его деятельности составил $22 \cdot 10^6$ м³ при времени его работы в течение 6 суток, т.е. средний дебит за все время работы конуса составил $3,6 \cdot 10^6$ м³/сут. По-видимому, эти цифры указывают на то, что в период наблюдения (00-14 час. 18.VIII) только половина выносимого материала пошла на постройку конуса, а из остальной части образовалось подножие сформировавшегося конуса.

Рассмотрение так называемых кумулятивных кривых (рис. 15) характеризующих извержения побочных кратеров вулкана Ключевская

сопка, вулканов Мауна Лоа и Килауэа (о. Гавайи), Геклы (о. Исландия) позволяет сформулировать вывод о постоянстве среднего расхода на вулканах (ранее существовавший в эмпирической форме: чем дольше молчит вулкан, тем сильнее извержение).

Мы понимаем принцип постоянства среднего расхода, как первое приближение для отдельного вулкана, не указывая, в течение какого времени этот расход сохраняется. На рис. 15, на парной кривой, построенной для вулканов Килауэа и Мауна Лоа видно, что изменение среднего расхода на одном вулкане происходит при сохранении суммарного среднего расхода.

Таким образом, несмотря на недостаточность данных, можно предполагать, что расход материала, поступающего в канал вулкана, постоянен или равномерно меняется во времени, т.е. соблюдается условие, принятое в модели, реализующей гейзерный режим (гл. II, раздел 1). Средний дебит вулкана по приведенным выше данным и по сведениям об объемах катастрофических извержений составляет величину порядка $0,5 \div 0,8$ т/сек. Как будет показано ниже (гл. IV, раздел 1), значения гидравлических диаметров подводящих каналов на вулканах колеблются в пределах $2 \div 100$ м, газосодержание $x < 10\%$. Нетрудно убедиться, что величина расхода меньше критической (см. формулу 2.1). Это доказывает возможность существования гейзерного режима на вулканах. Для пояснения механизма извержения, рассмотрим графики изменения давления с глубиной (рис. 16). График зависимости давления от глубины в канале, заполненном однофазной жидкостью, имеющей плотность γ' есть прямая линия. Если в канале находится двухфазная смесь, изменение давления определяется выражением:

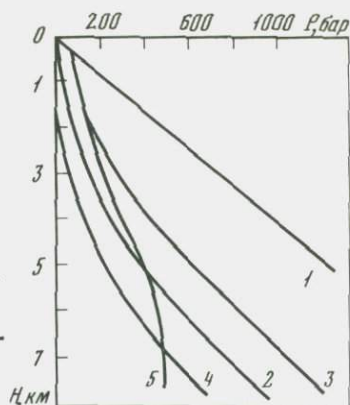
$$P = P_0 + \int_0^z \frac{\gamma''}{1+x\left(\frac{\gamma'}{\gamma''}-1\right)} dz, \quad 3.10$$

где P_0 - давление на выходе (среза канала). На начальном участке кривой 2, где можно считать $\frac{\gamma'}{\gamma''} \gg 1$ и $x\frac{\gamma'}{\gamma''} \gg 1$, а $\gamma'' = \frac{P\mu}{RT}$ удельный вес смеси будет $\gamma \approx \frac{\gamma''}{x}$ и, следовательно, связь давления с глубиной $P = P_0 e^{\mu z}$. С некоторой глубины кривые 2 и 1 будут эквидистантны, а $\frac{dP}{dz} = \gamma'$.

Падение давления на выходе приводит к расширению газа и, как следствие, к вспениванию и истечению части колонны. В результате, полученному распределению давлений будет соответствовать кривая 4, а распределению разрежения, действующего на слой в зависимости от глубины его залегания - кривая 5. Примечательно, что незначительное по величине падение давлений на выходе приводит за счет истечения к значительному разрежению, испытываемому глубинными слоями.

Применительно к вулканам это означает, что в поисках путей создания избыточного давления нет необходимости, а модели его

Рис. 16. Распределение давления в канале: 1 - заполненном жидкостью; 2 - заполненном двухфазной смесью; 3 - заполненном двухфазной смесью, перекрытой слоем жидкости; 4 - после выноса перекрывающего слоя жидкости; 5 - распределение разрежения после выноса перекрывающего слоя жидкости



реализации (Токарев, 1977; Ковалев, 1977 и др.) не отвечают действительности. Для начала извержения, как следует из рассмотренного механизма, необходимо условие создания такого

распределения газосодержания по высоте канала, чтобы его изменение вследствие падения давления (например, из-за образования трещины в лавовой пробке, закупоривающей канал после предыдущего извержения) или из-за всплытия газовых пузырей приводило к увеличению объема газа.

Если в первом приближении считать, что газосодержание постоянно по высоте канала, а уравнение состояния газа подчиняется закону Клапейрона-Клаузиуса, для длины излившейся части колонны получим выражение:

$$L = \int_L^{\infty} \frac{P_3 - P_4}{P_3} dz \approx \frac{xRT}{\mu} \quad 3.11$$

Зная объем излившегося материала, мы можем оценить площадь сечения подводящего канала. Расчеты, проведенные для прорывов Олимпийского (вулкан Алаид) и имени Пийпа на основе данных по объему изверженного материала (Авдейко и др., 1974; Кирсанов, 1968), дали величины площадей: 5×10^4 и 7×10^4 м² соответственно. Для извержения прорыва им. Пийпа расчетное значение площади совпадает с площадью трещины, трассируемой взрывными воронками, для Олимпийского прорыва — с площадью одной из взрывных воронок (средней диаметр которых 250 м).

Кривые (2 и 4), изображенные на рис. 16, можно назвать статическими характеристиками вертикального канала, заполненного двухфазной смесью. Процесс истечения двухфазной смеси будет изображаться серией динамических кривых, построение которых мы считаем возможным осуществить, используя стационарные характеристики. Методика получения последних обсуждалась в гл. I, раздел 3. Прекращение извержения обусловлено разностью скоростей движения жидкости и газа, что, прежде всего, проявляется в возможности свободного отделения газа с поверхности лавовой колонны. Для прекращения извержения достаточно, чтобы скорость сокращения объема газированной лавовой колонны за счет выхода газа была больше, чем скорость подъема уровня вскипания лавы.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ
В ПОДВОДЯЩЕМ КАНАЛЕ ВУЛКАНА1. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПЛАВОВ
И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ НА СТЕНКЕ КАНАЛА

Любая концепция о строении и механизме работы вулкана содержит понятие канала. Канал необходим, чтобы обеспечить транспорт вещества из магматического очага к поверхности. Желание определить условия в глубине Земли приводило многих исследователей к рассмотрению применительно к вулканам общей задачи гидродинамики: определение связи перепада давлений на участке канала с расходом вещества.

Уровень вскипания. В канале вулкана следует выделять два участка - верхний и нижний, разделенные уровнем начала вскипания (Хитаров, Кадик, 1971). Из сравнения данных экспериментов по определению максимальной растворимости летучих в силикатных расплавах и значений газосодержания при извержении (гл. III, раздел 1) следует, что газосодержание значительно превышает газонасыщенность пород при атмосферных давлении и температуре выхода. Растворимость летучих увеличивается с давлением и можно полагать, что до определенной глубины все летучие находятся в растворенном состоянии. Эту глубину (или этот уровень) А.А. Кадик и его соавторы (1971) предложили называть уровнем вскипания. Соответственно, ниже этого уровня в канале находится однофазное вещество-расплав, выше - двухфазное: расплав - летучие. В общем случае не обязательно, чтобы расплав выше уровня вскипания был насыщенным (недосыщенным он, очевидно, быть не может). Выход летучих в свободную фазу, т.е. образование газовых полостей, лимитируется диффузионным процессом миграции газа в расплаве, а коэффициент диффузии чрезвычайно мал, менее 10^{-5} - 10^{-6} см²/сек. Пересыщенный расплав действительно наблюдается на поверхности. На это указывает превышение количества кристаллизационной воды в химических анализах продуктов извержения над предполагаемым для этих продуктов значением газонасыщенности при Р-Т условиях на выходе. Пересыщенностью расплава можно объяснить и наблюдаемое при извержении (например, вулканов Пийпа в 1966 г.; Алайд в 1972 г.; Толбачик в 1975 г.) изменение морфологии лавового потока от типа пахое-хое до типа аа по мере удаления лавы от места выхода. По мнению Феннера (Fenner, 1920), Ф. Перре (Perret, 1908) и Г. Макдональда (1975, с. 154), существенную роль в мобильности раскаленных лавин играет пересыщение расплава газом: "...лава и пепловое облако над ней находятся в состоянии "авто-

3/84

эксплозивности". Каждый обломок отделяется от смежных обломков "подушкой" расширяющегося газа, объем которого непрерывно увеличивается за счет газа, выделяющегося из самих обломков". Таким образом, на уровне, где давление соответствует газонасыщению, отделение летучих еще не начинается, как считают авторы Н.М. Хитаров и А.А. Кадик (1971). Уровню начала вскипания соответствует меньшее давление. Оценить возможное пересыщение или разницу давлений в настоящее время не представляется возможным.

С гидродинамических позиций нас интересует не столько уровень начала вскипания, сколько уровень, где наблюдается существенная разница свойств между однофазным и двухфазным состояниями и, прежде всего, отличие в удельном весе. Удельный вес двухфазной смеси, определяемый в гомогенной модели соотношением:

$$\gamma = \frac{\gamma'}{1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right)},$$

увеличивается с ростом давления за счет сжима-

емости газа. Плотность двухфазной смеси приближается к плотности расплава при давлениях значительно меньших давления насыщения. Следовательно, значение фактического положения уровня начала вскипания не является необходимым для решения общей задачи гидродинамики. Можно считать, что летучие выделяются на границе существенного изменения удельного веса при переходе от двухфазного к однофазному потоку. Глубина этой границы не превышает первых километров.

Вязкость расплава. Экспериментальные изучения вязкости силикатных расплавов весьма многочисленны. Для целей вулканологических построений лабораторные измерения вязкости образцов горных пород наиболее систематично проведены Т. Мураси (Murase, 1962; Murase, MacBimey, 1973) и Г. Шоу (Shaw a.o., 1968; Shaw, 1969; 1972). Определение вязкости обычно проводится вблизи ликвидуса ротационным способом (Shaw a.o., 1968) и по анализу величины прогиба образца, изготовленного в виде балки, под действием нагрузки для $\mu < 10^{10}$ пуаз или под действием собственного веса для $\mu < 10^5$ пуаз (Sakuma, 1952; 1953; Murase, 1962). Из общей картины изменения прогиба во времени следует, что вязкопластичные свойства можно охарактеризовать реологической моделью Бюргеса, являющейся комбинацией тела Максвелла и тела Кельвина. Г. Шоу считает возможным использование модели типа тела Бингама. Коэффициент вязкости определяется по участку, где течение пропорционально нагрузке. Во время опыта отмечаются следующие особенности поведения образцов, обусловленные многофазностью и неравновесностью расплава в области солидус-ликвидус:

1. Вязкость в образце породы всегда выше, чем в соответствующем ему стекле (стекла получают нагреванием образца до температуры выше ликвидуса и последующей закалкой).

2. Вязкость увеличивается в течение эксперимента при постоянной температуре (вероятно, из-за кристаллизации минералов при температуре ниже ликвидуса).

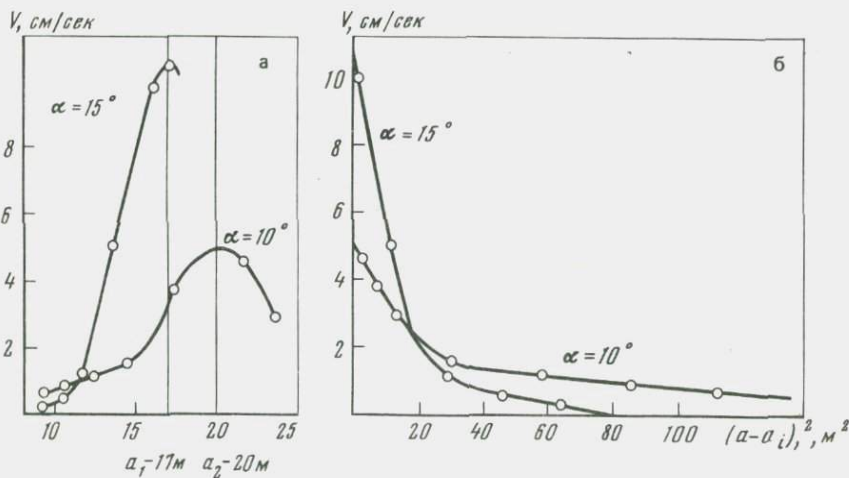


Рис. 17. Характер движения поверхности лавового потока (извержение им. Б.И. Пийпа, 1966 г.) а - распределение скоростей поперек потока; б - распределение скоростей в зависимости от квадрата расстояния до центра потока
 α - угол склона, по которому течет поток

3. Вязкость образца зависит от температурной обработки (образцы нагревались до температуры опыта и затем охлаждались на воздухе до комнатной температуры; эта операция повторялась несколько раз).

4. Вязкость, особенно при низких температурах, существенно зависит от пористости (пористость уменьшается при нагревании).

Исследователи приходят к выводу, что вязкость расплава зависит от количества кристаллов и состава остаточной жидкости; для точного предсказания вязкости необходимо знать термическую историю образца и особенности роста минералов. Однако, для грубой оценки экспериментальные данные могут быть выражены обычной зависимостью вязкости жидкости от температуры типа:

$$\mu = A \exp \frac{E}{RT}.$$

При обобщении данных о влиянии химического состава на вязкость наиболее перспективной оказалась модель расплава как полимерной жидкости (Mugase, 1962; Shaw, 1972; Carron, 1969), когда вязкость силикатных расплавов рассматривается в зависимости от структурного состояния расплава, количества ионов-сеткообразователей Si, Al, Fe³⁺, P⁵⁺, ионов-модификаторов K, Na, Ca, Mg, Fe²⁺, Ti, соотношения "немостиковых" и "мостиковых" кислородов, содержания воды (модификатора) в расплаве.

Определение вязкости лав в полевых условиях (Minakami, 1951; Набоко, 1947; Федотов и др., 1976) обычно производится на ос-

нове использования зависимости скорости движения ньютоновской жидкости от размеров и вязкости потока.

Измерения, проведенные нами совместно с А.Прониным на лавовом потоке при извержении прорыва им. Б.И.Пийпа в 1966 г. (рис. 17, а) показали, что профиль скоростей имеет сложную форму, которую можно интерпретировать как сумму двух парабол (рис. 17, б). Форму профиля скоростей можно объяснить и как течение с жестким ядром вязко-пластинчатой жидкости типа тела Бингама. Однако, учитывая что канал, по которому движется поток лавы, формируется более ранними порциями лавы, мы склонны трактовать наблюдаемый результат как движение потока в потоке, когда лава в обоих потоках – наружном и внутреннем – обладает свойствами ньютоновской жидкости¹.

На извержении прорыва им. Б.И.Пийпа в 1966 г. оценки вязкостей производились и другими способами: по скорости всплытия газовой полости и по расходу через канал бокки (Дрознин, 1969). Кинограмма роста купола газовой полости приведена на рис. 9. Для сферической полости радиуса R соотношение между видимой высотой и диаметром основания $2r$: $h^2 + r^2 = 2Rh$. Из графика зависимости $h^2 + r^2$ от h (см. рис. 9, б) следует, что форма газовой полости отличается от сферической и логично представлять ее трансформацию при подъеме к поверхности от каплевидной формы на некоторой глубине через сферическую к эллипсоидальной на поверхности. По начальным значениям кривых (см. рис. 9) получаем скорость всплытия $V_{\Pi} = 3,7$ м/сек; радиус полости $R = 4$ м. Принимая плотность лавы $\gamma' = 2,5$ г/см³ по закону Стокса, получим: $\mu = \frac{2R^2 \gamma' g}{9V_{\Pi}} = 2,4 \cdot 10^5$ пуаз; $Re = \frac{2RV_{\Pi} \gamma'}{\mu} = 3$. Движение лавы в канале бокки происходит под действием гидростатического давления лавы в канале конуса. Длина канала бокки $L = 200$ м, радиус $R = 5$ м, превышение высоты конуса $H = 70$ м, объем излившейся лавы за время $t = 15$ мин. составлял $V = (2 \div 10) 10^4$ м³. Следовательно:

$$\mu = \frac{\pi R^4 t H \gamma' g}{8LV} = (0,5 \div 2,5) 10^5 \text{ пуаз.}$$

Трудность сопоставления данных, полученных при полевых измерениях вязкости, с лабораторными измерениями обусловлена большим газосодержанием в потоке, чем в образце, и тем, что в поле может быть измерена только температура поверхности, а не температура внутренних частей потока.

Граничные условия и размеры каналов. Представления о форме и размерах каналов базируются на непосредственном измерении выходных отверстий: кратеров, бокк, лавовых трещин. Подводящие

¹ В работе (Андреев и др., 1978), посвященной динамике лавовых потоков Южного прорыва БТТИ 1975–1976 гг., полагается, что учет реологических свойств лав обязателен при рассмотрении условий остановки и возобновления движения лавовых потоков.

Таблица 3

Связь характера извержения с диаметром кратера

Характер извержения	Вулкан, дата извержения	Диаметр кратера, км	Объем пирокластического материала, км ³
Разрушение постройки, образование мощных пирокластических потоков	Катмай, 1912 г.	4,8	
	Бандайсан, 1888 г.	2,5	1,2
	Безьянный, 1956 г.	2,5 × 1,5	2
	Шивелуч, 1964 г.	1,5	1
	Ксудач, 1907 г.	1,5	3
Образование раскаленных лавин	Ламингтон	1,2	-
	Мон-Пеле	0,8	-
Выброс бомб, образование агломератовых потоков	Райкоке	0,7	-
	Ключевская сопка	0,6	-
	Атсонупури	0,6	-
	Чикурачки	0,45	-
	Авача	0,4	-
Выброс раскаленных бомб	Пик Сарычева	0,25	-
	Плоский Толбачик	0,3	-
	Алаид	0,3	-
Выброс пепла, излияние лавовых потоков	Карымский	0,2	-
	Жупановский	0,15	-
	Корякский	0,09 × 0,04	-
Лавовые жерла	Туйла (бокка)	0,01	-
	Прорыв	0,005	-
	им. Б.И. Пийпа (бокка)		
	Билюкай (бокка)	0,003	-

каналы сопоставляются с дайками, экструзивными куполами, neckами современных и древних вулканов. Классическим является описание формы кимберлитовой трубки, сделанное Г. Клоосом (Gloos, 1921), когда сечение канала изометрической формы с глубиной уменьшается и канал переходит в дайку.

Из табл. 3, в которой приведены размеры выходных отверстий некоторых действующих вулканов, следует, что поперечник бокк составляет первые метры, в то время как размеры кратеров могут быть любые: от 10 м до 1,5-2 км.

Условие непроницаемости канала для потока летучих практически выполняется для его нижней части, где движение однофазно, так как движение массы из вмещающей породы в канал управляется диффузионным или осмотическим законом. Как показано в работе

В.Н.Шарапова и В.С.Голубева (1976) массоотдачей можно пренебречь. Для верхней зоны движение летучих от канала во вмещающую породу подчиняется фильтрационным законам, условие непроницаемости каналов в ряде случаев не выполняется. Об этом свидетельствуют примеры различного масштаба: разделение мест выхода лавовых и газовых бокк, большее содержание летучих в приповерхностной части канала и образование газовой "шапки" в кровле перед извержением, закономерное возникновение гидротермальных систем на заключительной стадии вулканизма. Общая черта перечисленных явлений – нестационарность процесса в условиях стесненного движения расплава и равенстве проводящих свойств расплава и вмещающей породы.

Граничные условия по теплообмену интрузивных образований выбираются в предположении о переносе тепла теплопроводностью, внедрение интрузий считается мгновенным (Jaeger, 1957; 1959; 1961; 1964; 1968; Irvine, 1970; Шарапов, Голубев, 1976). В начальный момент времени температура на контакте расплав – порода определяется выражением (Карслоу, Егер, 1964):

$$T_k = (T_p - T_{II}) \frac{\lambda_p / \sqrt{\kappa_p}}{\frac{\lambda_p}{\sqrt{\kappa_p}} + \frac{\lambda_{II}}{\sqrt{\kappa_{II}}}}, \quad 4.1$$

причем: $c_{эф} = c_p + \frac{r}{T_L - T_S}$,

что при равенстве теплофизических свойств расплава и вмещающей породы составляет:

$$T_k = \frac{T_p - T_{II}}{2}.$$

При течении расплава по каналу температура на контакте не может быть определена из условий мгновенного внедрения. Необходимо рассмотреть условие теплообмена расплав–порода. Из решения задачи о полуограниченном твердом теле с начальной температурой T_{II} , которое нагревается вследствие теплообмена на границе $X = 0$ со средой, имеющей температуру T_p , следует, что при $t \gg \frac{1}{h^2 \kappa}$ и $x \ll \sqrt{\kappa t}$ распределение температур в породе эквидистантно распределению температур при нагреве полупространства поверхностью с температурой (Карслоу, Егер, 1964):

$$T_k = T_{II} + \frac{T_p - T_{II}}{h \sqrt{\pi \kappa t}}. \quad 4.2$$

Условие по времени можно записать, учитывая:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda_p} \quad \text{или} \quad h = \frac{\alpha}{\lambda_{II}} = \frac{Nu \lambda_p}{d \lambda_{II}} \approx \frac{Nu}{d}$$

В виде

$$Fo \gg \frac{1}{(Nu)^2}. \quad 4.3$$

Теплоотдача при вязкостном режиме течения жидкости в круглом канале определяется соотношением (Теплотехнический справочник, 1976):

$$Nu = \left[3,66 + \frac{0,0668 Pe \frac{d}{l}}{1 + 0,04 \left(Pe \frac{d}{l} \right)^{1/4}} \right] \left(\frac{\mu_{ТВ}}{\mu_{ж}} \right)^{-0,14}, \quad 4.4$$

при

$$\frac{1}{Pe} \frac{l}{d} \geq 0,004, \quad 0,07 < \frac{\mu_{ТВ}}{\mu_{ж}} < 1500, \quad GrPr < 7 \cdot 10^5.$$

Представляет интерес определение оптимальных значений диаметра канала и скорости течения расплава для условий, когда при заполнении вновь образовавшегося канала расплав не успел полностью закристаллизоваться. Диапазон плавления горных пород $T_{Л} - T_{С} = 200^{\circ}\text{C}$, теплоемкость $C = 0,3$ кал/г·град, теплота плавления $r = 100$ кал/г. Таким образом, расплав, если он не был перегрет выше ликвидуса, может потерять не более 160 кал/г. Это условие, замечая, что теплопотери при глубине L составляют

$$q = a\pi dL(T_{р} - T_{к}), \quad 4.5$$

запишем в виде:

$$\frac{4aL(T_{р} - T_{к})}{\gamma wd} < 160 \quad \text{или} \quad \frac{4Nu\lambda(T_{р} - T_{к})}{\gamma wd^2} < 160. \quad 4.6$$

Оценку значений минимальной скорости движения расплава произведем при $T_{р} - T_{к} = 500^{\circ}\text{C}$, $\gamma = 2,5 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, $\lambda = 0,005 \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$

$$\frac{\mu_{ТВ}}{\mu_{ж}} = 10^3, \quad \mu_{ж} = 10^5 \text{ пуаз}, \quad \beta = 5 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{град}} \quad (\text{табл. 3}).$$

При гравитационном режиме движения расплава минимальные размеры канала были оценены в работе Макбирни (MacBimey, 1959) на основе сравнения величины теплоотдачи и значений теплового потока на поверхности цилиндрической полости, имеющей постоянную температуру и нагреваемой неограниченный объем.

Многие исследователи (Федотов, 1976; Fujii, Uyeda, 1974; Shaw, 1969) обращали внимание на необходимость учета теплоты вязкого трения при движении расплава по каналу. При этом анализировалось решение задачи об изменении во времени величины расхода в поперечном сечении канала, где расплав в начальный момент имел постоянную температуру, равную температуре на границе, и

Таблица 4

Минимальные скорости движения расплава без затвердевания
(в м/с)

Диаметр канала, м	Длина канала, км					
	1	2	5	10	20	40
0,5	1,6	3,2	8	16	32	64
1	0,4	0,8	2	4	8	16
2	0,1	0,2	0,5	1	2	4
3	0,04	0,1	0,2	0,4	1	2

параболический профиль скоростей. При использовании закона изменения вязкости с температурой, который можно записать в виде $\mu = \mu_0 e^{-a(T-T_0)}$, было показано, что квазистационарный поток не сохраняется при условии для круглого канала

$$\frac{a \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} R^4}{4\lambda\mu_0} > 8,$$

для дайки

4.7

$$\frac{a \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \delta^4}{\lambda\mu_0} > 5,5.$$

При значениях $\lambda = 2 \cdot 10^5$ эрг/см·сек·град $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} = 10^2 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$, $\mu_0 = 10^5$ пуаз, $a = 0,1$ 1/град критическая ширина дайки составляет величину порядка 1 м.

Аналогичные результаты мы получили при оценке оптимальных размеров, сравнивая величины тепловыделения и теплоотвода. Значение теплового потока на поверхности цилиндрического канала, имеющего постоянную температуру при движении вязкой жидкости, оценим по уравнению (Цой, 1971):

$$q = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = \frac{4w_{\text{ср}}^2 \mu}{R}. \quad 4.8$$

Теплопотери определялись путем решения задачи о нагреве пространства цилиндрической полостью постоянной температуры (Карслоу, Егер, 1964).

Действительные скорости движения расплава неизвестны. Единственным косвенным способом их оценки является связь сейсмического режима вулкана с динамикой извержения. Как правило, вулкана

ническое дрожание прекращается за несколько часов до начала извержения, что можно сопоставлять со временем, необходимым расплаву для перемещения от уровня стояния в период закончившейся подготовки извержения до поверхности.

Кроме того, перед извержением происходят глубинные вулканические землетрясения, что сопоставляется со временем, необходимым для перемещения расплава из магматического очага к поверхности. Так, в работе С.А. Федотова и др. (1976) полагается, что скорость движения расплава перед извержением вулкана Толбачик порядка 10 см/сек при мощности дайки 2 м.

Некоторые оценки размеров каналов могут быть получены при анализе величины сопротивления трения. Как известно, касательное напряжение на стенке канала связано с градиентом давления трения зависимостью:

$$\tau = \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \frac{S}{P}, \quad 4.9$$

что для круглого канала составляет:

$$\tau = \frac{R}{2} \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}}. \quad 4.10$$

Разрушение стенок канала будет происходить, если касательное напряжение превысит предел прочности породы на срез:

$$\tau \geq \sigma. \quad 4.11$$

В рамках гидростатической модели значение среднего градиента давления трения не может быть больше веса вмещающей породы:

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \leq \gamma'. \quad 4.12$$

Отсюда, разрушение канала должно происходить при размерах канала

$$R \geq \frac{2\sigma}{\gamma'}, \quad 4.13$$

что составляет ($\sigma \approx 20 \text{ кг/см}^2$, $\gamma' = 2 \text{ г/см}^3$) величину порядка 200 м. Такковы размеры взрывных воронок на Алаиде, размеры кратеров многих вулканов¹ (см. табл. 2).

¹ В приведенной оценке предполагается естественным условие полного заполнения сечения канала. Поэтому данный механизм не может быть привлечен к объяснению размеров кратеров всех вулканов. Нам приходилось наблюдать, как форма кратера создавалась серией выбросов, направленных под различным углом к вертикали, причем каждый выброс не заполнял всего видимого сечения кратера.

В рамках гидростатической модели мы вправе обсудить возможность "размыва" стенок канала, происходящего в том случае, когда полный градиент давления в канале превышает значение удельного веса вмещающих пород, хотя касательное напряжение на стенке при этом может быть меньше предела прочности:

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \leq \gamma_{\text{п}} - \left\{ \gamma_{\text{см}} + \left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{вск}} \right\}. \quad 4.14$$

Пренебрегая величиной градиента давления на ускорение и выбирая предельное значение удельного веса двухфазной смеси, получим:

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \leq \frac{5}{6} \gamma'. \quad 4.15$$

На срезе вулкана выполняется условие:

$$x \frac{\gamma'}{\gamma''} \gg 1, \quad 4.16$$

при этом

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{\text{тр}} \approx \xi \frac{Q^2 x}{2S^2 g D_{\Gamma} \gamma''}, \quad 4.17$$

т.е. при прочих равных условиях ($\xi = \text{const}$, $\gamma'' = \text{const}$) должно наблюдаться постоянство комплекса $\frac{Q^2 x}{S^2 D}$, что иллюстрирует табл. 5.

Если условие "размыва" сохраняется по всей высоте канала, то связь размеров канала с глубиной определяется изменением удельного веса газа в соответствии с выражением:

$$\xi \frac{Q^2 \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right]}{2S^2 D_{\Gamma} g \gamma'} \leq \frac{5}{6} \gamma'. \quad 4.18$$

и отношение размеров канала на срезе вулкана и в области, где течение однофазно равно:

$$\frac{S_{\text{Н}}^2 D_{\text{Н}}}{S_{\text{ВЫХ}}^2 D_{\text{ВЫХ}}} = \frac{\gamma''_{\text{ВЫХ}}}{x \gamma'}. \quad 4.19$$

Рассмотренные соотношения позволяют объяснить закономерность изменения площади сечения канала с глубиной, что прежде всего может быть использовано при изучении кимберлитовых трубок. Полагая, что происходит изменение формы канала от дайкообразной к круглой, оценим возможные соотношения длины l подводящей дайки и диаметра кратера D при извержении на примере конуса Толбачинских вулканов 1975 г., где газосодержание $x =$

Таблица 5

Параметры некоторых извержений

Вулкан	Размеры канала, м	Объем твердых продуктов извержения, м ³	Время извержения, сек.	Средний массовый расход, Q кг/сек	Газо-содержание, X%	$\frac{Q^2 \cdot x}{SD \Gamma}$
Безымянный, 1956	∅ 500	10 ⁹	10 ⁴	2·10 ⁸	8	1,2·10 ²
Шивелуч, 1964	∅ 500	10 ⁹	10 ⁴	2·10 ⁸	8	1,2·10 ²
Килауэа	2 × 500	10 ⁷	10 ⁶	2·10 ⁴	1	4·10 ²
Алайд, 1972	∅ 10	10 ⁸	10 ⁶	2·10 ⁵	3	12·10 ²
Прорыв им. Б.И. Пийпа, 1966	∅ 5	10 ⁸	10 ⁷	2·10 ⁴	2	2,4·10 ²
Тяга, 1974	∅ 5	10 ⁷	10 ⁶	2·10 ⁴	3	3,6·10 ²

= 8%, мощность подводящей дайки $b = 2$ м (при принятом $\frac{y'}{y''} = 10^3$):

$\frac{D}{b}$	5	10	20 м
	200	1100	6300 м

Действительное значение диаметра неизвестно, размер дайки составляет $l = 1$ км (Федотов, 1976); рассмотренная модель позволяет оценить диаметр канала в 10 м.

2. СТЕПЕНЬ КРИСТАЛЛИЧНОСТИ ПРОДУКТОВ ИЗВЕРЖЕНИЯ

Продукты вулканических извержений никогда не бывают полнокристаллическими: кристаллы погружены в основную массу, состоящую из микролитов и стекла. Увеличение кристалличности в ряду пород от вулканокластических через экструзивные до интрузивных в связи с тем, что затвердевание пород при извержении происходит значительно быстрее, чем при интрузивном процессе, предопределяет мнение, что из расплава можно получить стекло при быстром изменении параметров расплава и полнокристаллическую породу – при медленном. С другой стороны – в быстрых эксплозивных извержениях, в отличие от медленных эффузивных, кристалличность пород выше.

Факт изменения кристалличности продуктов в ходе извержения был установлен советскими вулканологами и описан во многих работах (Пийп, 1956; Набоко, 1947; Хренов, 1979; Волюнец, Колосков, 1976; Дубик, Волюнец, 1972; Богоявленская, Дубик, 1969; Кирсанов, Важеевская, 1971; Богоявленская, 1974; Волюнец, 1973; Авдейко и др., 1974). Отсутствие единой интерпрета-

ции установленного факта, на наш взгляд, объясняется как условностью понятия степени кристалличности продуктов извержения (под которой мы понимаем процент площади шлифа, занятой кристаллами, линейный размер которых превышает 0,2 мм), так и желанием исследователей не столько выявить причину установленного факта, сколько связать его с концепцией, которой придерживается каждый автор. Это или различная раскристаллизованность магмы в очаге (Масуренков, 1974), или термодиффузионная (Влодавец, 1955), пневматическая (Ермаков, 1974) или кристаллизационно-гравитационная дифференциация в канале (Пийп, 1956; Набоко, 1947; Сирин, 1971).

Большинство авторов следует представлениям, развитым Е.К.Устиевым на примере Анойского вулкана, о том, что кристаллизация происходит как в канале, так и в лавовом потоке. О.Н.Волынец, А.В.Колосков (1976) на основе изучения петрографических особенностей продуктов извержений приходят к выводу о близкповерхностной кристаллизации расплава в канале, полагая, что все многообразие минералогических и морфологических черт продуктов извержения определяется условиями в канале вулкана.

На основании характеристики вещества расплава двумя параметрами – скоростью центров зародышеобразования и линейной скоростью роста кристаллов – предположительно возможно количественно воссоздать условия кристаллизации (Заварицкий, 1950; Фрих-Хар, 1977; Пономарев и др., 1979). Однако, до настоящего времени систематического количественного изучения этих параметров не проведено.

В свое время Дельтер (Заварицкий, 1950) предлагал характеризовать кристаллизационную способность количеством кристаллов, образующихся при остывании порции расплава от температуры, большей чем температура плавления на 100° до температуры красного каления. Схема опыта для воспроизведения кристаллизационной способности по Дельтеру соответствует схеме экспериментов по плавлению образцов горных пород, проводимых в настоящее время (Хитаров и др., 1969; Piwinski, Wyllie, 1968; 1970; Иодер, Тилли, 1963; Robertson, Wyllie, 1971; Коэн, Ито, Кеннеди, 1970), а экспериментальный процесс совпадает с происходящим в природе. Существенная разница заключается в том, что эксперимент ставится так, чтобы закаливание образца происходило при определенной температуре, в то время как условия закалки в природе неизвестны. Для характеристики условий закалки недостаточно знать только температуру и давление. Под закалкой понимают достаточно быстрое охлаждение, когда кристаллы не успевают вырасти, и расплав застывает в виде стекла. Математически легко охарактеризовать это условие скоростью падения температуры во времени $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{зак}}$, понимая, что ее величина ограничена снизу. Во время эксперимента кристаллы растут в равновесных условиях. Выполнение условий равновесия также можно охарактеризовать скоростью падения температуры

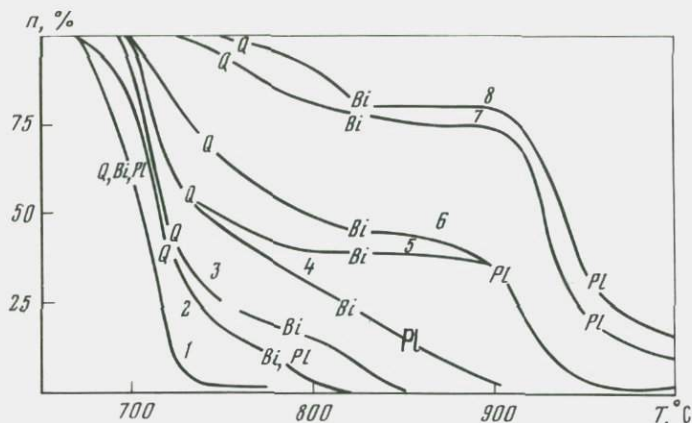


Рис. 18. Изменение степени кристалличности в области ликвидус - солидус для серии пород при $P=2$ кбар по данным (Piwinski, Wyllie, 1968; 1970). Цифрами на кривых обозначены номера образцов пород; буквами - момент появления минерала при кристаллизации

	1	2	3	4	5	6	7	8
SiO ₂	76,90	74,40	73,67	70,40	62,44	67,41	62,25	58,04
TiO ₂	0,09	0,17	0,18	0,26	0,36	0,42	0,69	0,64
Al ₂ O ₃	12,75	13,85	13,88	15,22	14,82	15,38	15,72	18,68
Fe ₂ O ₃	0,34	0,49	0,74	1,09	1,09	1,22	1,03	1,22
FeO	0,45	0,72	0,91	1,26	1,56	2,10	4,91	3,68
MnO	0,01	0,02	0,03	0,06	0,05	0,06	0,11	0,09
MgO	0,21	0,53	0,77	1,31	1,59	2,00	3,70	3,62
CaO	1,02	1,90	2,13	3,03	3,31	4,29	5,96	7,28
Na ₂ O	3,19	3,71	3,24	3,62	3,31	3,80	3,55	4,00
K ₂ O	4,84	3,69	3,87	3,18	3,81	2,51	1,67	0,97
H ₂ O ⁺	0,14	0,29	0,33	0,34	0,37	0,45	0,84	0,63
H ₂ O ⁻	0,06	0,05	0,09	0,02	0,07	0,01	0,03	0,07
P ₂ O ₅	0,02	0,06	0,009	0,10	0,13	0,21	0,23	0,23

$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{кр}$, которая должна быть достаточно малой, чтобы кристаллы успевали вырасти, т.е. ее величина ограничена сверху. То, что время выдержки образцов вблизи солидуса около года, а вблизи ликвидуса всего несколько часов, указывает на зависимость скорости падения температуры при кристаллизации от положения температуры между пограничными кривыми.

Для проведения закалки необходимо, чтобы скорость падения температуры при закалке была больше, чем скорость падения темпе-

ратуры при кристаллизации:

$$\left| \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{зак}}^{\text{min}} \right| \gg \left| \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{крс}}^{\text{max}} \right|. \quad 4.20$$

В области между двумя этими крайними значениями скоростей понижения температуры возможно образование неравновесных кристаллов. Так как о действительных значениях скоростей ничего неизвестно и при минералогических подсчетах не производится разделения вкрапленников на образованные в равновесных и неравновесных условиях, в дальнейшем мы будем оперировать величиной $\left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{кр}}$, подразумеваемая под ней некоторую скорость, выше которой кристаллы не образуются и ниже которой кристаллы успевают вырасти.

Данные экспериментов по частичному плавлению, если их обрабатывать так, как это было выполнено в работе D.L. Peck а.о., (1966), позволяют охарактеризовать степень кристалличности в зависимости от температуры закалки в виде (рис. 18)

$$n = \psi \frac{T_{\text{зак}} - T_S}{T_L - T_S} T_S < T_{\text{зак}} < T_L. \quad 4.21$$

Степень кристалличности не является линейной функцией охлаждения, величина коэффициента ψ отлична от единицы. По-видимому, ψ слабо зависит от давления. По крайней мере, кривые зависимости степени кристалличности от температуры закалки для образцов одного и того же состава при давлениях 1, 2, 3 кбар, как следует из экспериментальных данных (Piwinskii, Wyllie, 1968; 1970), подобны. Изменяются только сами пограничные кривые солидуса и ликвидуса. Наиболее сильно характер изменения ψ зависит от химического состава образца. Для кислых пород основной рост кристаллов происходит вблизи солидуса. Для основных пород большая часть кристаллов образуется вблизи ликвидуса. Выполненные исследования позволяют считать, что эксперимент с силикатным расплавом любого химического состава позволяет получить зависимость степени кристалличности от температуры закалки при кристаллизации в равновесных условиях, причем эта зависимость является однозначной монотонной функцией, а значение коэффициента ψ меняется в достаточно узком диапазоне.

3. УСЛОВИЯ СТЕКЛОВАНИЯ ПОРОД В КОНТАКТЕ С ИНТРУЗИЕЙ

Как показано в работе О.Н. Волынца (1973), мощность некка, вблизи которого наблюдаются следы плавления, составляет величину $2a = 10-60$ м.

Для образования стекла во вмещающей породе необходимо, чтобы температура поднялась выше температуры солидуса T_S , а ско-

рость понижения температуры при охлаждении была больше оптимальной.

Решение для изменения температуры во вмещающей породе, вызванного охлаждением протяженной ленточной дайки мощностью $2a$, в зависимости от безразмерных времени и расстояния до контакта, при начальных температурах дайки T_0 , породы — T_c и равенстве теплофизических свойств выполнено по Карслоу (Карслоу, Егер, 1972). Характерно, что температура и скорость охлаждения в любой точке вмещающей породы всегда меньше, чем на контакте. Используя аналитическое выражение для температуры на контакте, легко прийти к условию для максимальной мощности дайки, когда еще наблюдается стекло,

$$a < \sqrt{\frac{\left(\frac{a}{\sqrt{\kappa t}}\right)_{\max}^{3/2} (T_0 - T_c)}{2\sqrt{\pi}\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{кр}}}} \quad 4.22$$

Величина $\left(\frac{a}{\sqrt{\kappa t}}\right)_{\max}$ находится из условия:

$$\frac{T_0 - T_c}{2} \Phi \left[\left(\frac{a}{\sqrt{\kappa t}}\right)_{\max} \right] > T_S - T_c, \quad 4.23$$

где Φ — функция ошибок.

Упростим выражение 4.23, учитывая порядок величины $\frac{a}{\sqrt{\kappa t}} \approx 1$
 $T_0 - T_c = 1000^\circ\text{C}$, $\kappa = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек}$, получим $\left(\frac{dT}{dt}\right) < \frac{25}{a^2} \frac{^\circ\text{C}}{\text{сутки}}$,
 где $[a] = \text{м}$.

Подставляя значения мощности неков, получим для предельной равновесной скорости падения температуры значение $1-0,03^\circ\text{C}/\text{сут}$.

4. МОДЕЛЬ ИЗВЕРЖЕНИЯ КАК ПРОЦЕСС ВСПЕНИВАНИЯ ГАЗИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

По-видимому, Л.К.Грейтон (1949) впервые обратил внимание на то, что наличие летучих в расплаве позволяет рассчитать изменение термодинамических условий с глубиной. В своей работе Л.К.Грейтон подробно рассмотрел все факторы, влияющие на охлаждение расплава при течении по каналу (теплоотдача, трение, газоотделение, кристаллизация) и показал, что охлаждение, в основном определяется расширением летучих. По его расчету для случая стационарного течения охлаждение составляло 365°C . Л.К.Грейтоном не были учтены некоторые гидродинамические параметры. Д. Ферхуген (Verhogen, 1946) отметил, что скорость на выходе в расчете Л.К.Грейтона оказалась выше скорости звука. В то время Л.К.Грейтон не мог учесть специфику двухфазных течений.

Рассмотрим обсуждавшуюся в гл. III, разделе 3 модель механизма извержения, как процесса вспенивания газированной жидкости. Пусть до начала извержения в канале, имеющем площадь поперечного сечения S , находится газированный расплав, содержащий кристаллы. Обозначим давление на верхней кровле расплава — ΔP , степень кристалличности — n_0 , весовую долю растворенных летучих или газонасыщенность — ξ . При снятии давления газ, находящийся в свободной фазе, должен расширяться, в результате произойдет увеличение объема колонны расплава и, как следствие, излив на дневную поверхность. Изменение давления в слое, достигшем уровня, где давление равно $P_{\text{вых}}$, в момент t_0 , когда масса продукции равна M , можно записать в виде:

$$P = P_{\text{вых}} + \frac{M}{S} - \frac{m}{S}, \quad 4.24$$

при начальном давлении в этом слое

$$P_0 \approx \Delta P + \frac{M}{S}. \quad 4.25$$

Связь температуры и давления в слое газированного расплава при температурном равновесии фаз и адиабатическом течении

$$T = T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad 4.26$$

Показатель адиабаты для псевдогаза через удельные теплоемкости c_p , c_v газа и теплоемкость расплава C можно записать в виде (Уоллис, 1972):

$$k = \frac{xc_p + (1-x)c}{xc_v + (1-x)c}. \quad 4.27$$

Нетрудно показать, что при малых газосодержаниях

$$\frac{k-1}{k} \approx \frac{xR}{\mu c}, \quad 4.28$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес летучих.

Скорость падения температуры может быть выражена через скорость падения давления следующим образом:

$$\frac{dT}{dt} = T_0 \frac{k-1}{k} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{k}} \frac{1}{P_0} \frac{\partial P}{\partial t} + T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial t}. \quad 4.29$$

При постоянном газосодержании показатель адиабаты не меняется по мере подъема расплава по каналу, второй член уравнения равен нулю. Логарифмируя, получим:

$$\frac{1}{k-1} \ln \frac{T}{T_0} = \ln \frac{-\frac{dT}{dt}}{\frac{k-1}{k} T_0} + \ln \frac{-\frac{dP}{dt}}{P_0}. \quad 4.30$$

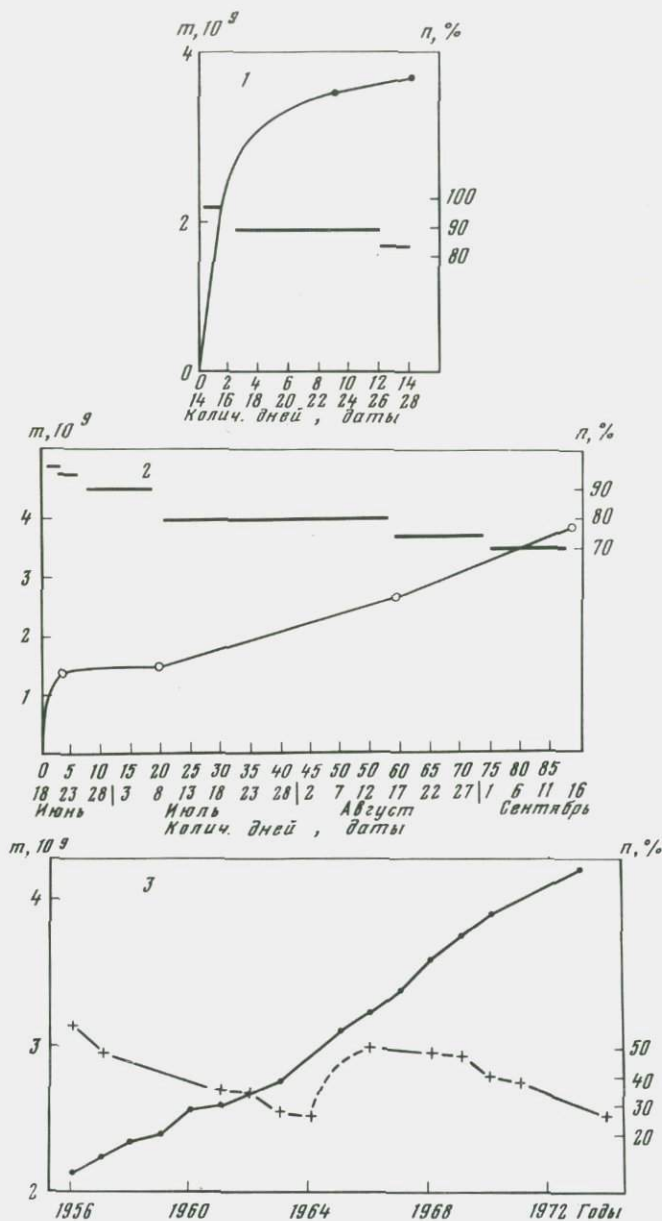


Рис. 19. Рост массы продукции и степени кристалличности в ходе извержений вулканов: 1 - Тятя, 1974; $m = (0,35 + 0,036 t) \cdot 10^9$ т; 2 - Алайд, 1972; $m = (0,85 + 0,035) \cdot 10^8$ т; 3 - Безымянный, 1956-1977; $m = (2 + 0,14t) \cdot 10^9$ т

Температуры лавы на поверхности порядка $900 \div 1000^{\circ}\text{C}$, т.е. степень охлаждения от начальной температуры (порядка 1200°) такова, что выполняется условие

$$\ln \frac{T}{T_0} \approx \frac{T_0 - T}{T_0}, \quad 4.31$$

$$\text{т. е. } T_0 - T \approx T_0(k-1) \left\{ \ln \frac{-\frac{dT}{dt}}{\frac{k-1}{k} T_0} + \ln \frac{dP}{P_0} \right\}. \quad 4.32$$

Содержание кристаллов в расплаве будет соответствовать той температуре, при которой достигнута критическая скорость. При этом система уравнений (4.21, 4.24, 4.25, 4.28, 4.32) дает связь степени кристалличности продуктов извержения с параметрами извержения. Количественные оценки проведем при некоторых аналитических приближениях. Для удобства расчета, будем считать, что степень кристалличности выражена линейной функцией величины охлаждения, т.е. $\psi = 1$; площадь сечения подводящего канала не меняется с глубиной, т.е. $S = \text{const}$.

Кроме того отметим, что рост массы продукции при извержении вулканов Безьямный, Алаид и Тятя можно аппроксимировать линейной функцией $m = a + bt$ (рис. 19). При этих условиях система уравнений может быть преобразована в виде:

$$n = n_0 + \frac{T_L - n_0(T_L - T_S)}{T_L - T_S} (k-1) \left\{ \ln \frac{-\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{кр}}}{(k-1)[T_L - n_0(T_L - T_S)]} + \ln \frac{\Delta PS + M}{b - \frac{dP_{\text{Вых}}}{dt}} \right\}. \quad 4.33$$

Откуда следует, что степень кристалличности должна быть линейной функцией выражения $\ln \frac{\Delta PS + M}{b - \frac{dP_{\text{Вых}}}{dt}}$ или линейной функцией

логарифма массы продукции, в случае, если величина противодавления мала, а изменением давления на выходе можно пренебречь.

На рис. 20 показана зависимость степени кристалличности от логарифма массы продукции для извержений вулканов Алаид и Тятя и от $\ln(\Delta PS + M)$ для извержения вулкана Безьямного (величина $\Delta P \cdot S = 0,75 \cdot 10^9$ т по данным Г.С. Горшкова и Г.Е. Богоявленской (1965)). В табл. 6 приведены полученные с помощью графика расчетные значения оптимальной скорости падения температуры и молекулярного веса летучих при принятых значениях $T_0 = 1200^{\circ}\text{C}$,

$T_L - T_c = 200^{\circ}\text{C}$, $n_0 = 0$, $\frac{\partial P_{\text{Вых}}}{dt} = 0$, $C = 0,3$ кал/г.град. Значение молекулярного веса летучих позволяет говорить о существенной роли водорода.

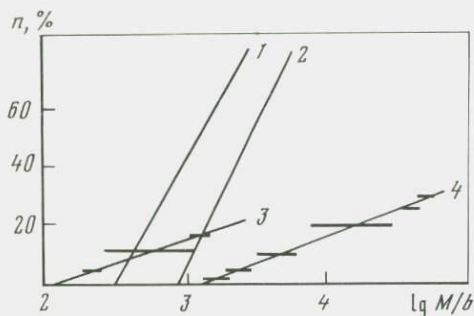


Рис. 20. Зависимость степени кристалличности от логарифма массы продуцируемого материала в ходе извержений различных вулканов

1 - Безымянный 1956-1963 гг.; 2 - Безымянный 1963-1977 г.; 3 - Тятя, 1974; 4 - Алайд, 1972

Таблица 6

Значение критической скорости падения температуры, молекулярного веса летучих

Вулкан	Год извержения	$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{кр}$ °C сутки	$k-1$	$x, \%$	μ , ГМОЛЬ
Безымянный	1956-1963	0,042	0,15	4	1,8
	1964-1974	0,03	0,166	4	1,6
	Алайд	1972	1,5	0,03	2
Тятя	1973	4,0	0,027	2	5,0

Степень кристалличности увеличивается в ходе извержения, если механизм извержений аналогичен механизму вспенивания газированной жидкости.

Это явление не может быть объяснено кристаллизационной дифференциацией, так как различий в химических составах начальных и конечных порций не наблюдается.

Наблюдаемые в ходе извержений вулканов Пийпа (14 ноября 1966 г.), Безымянного (1963) скачки значений кристалличности связаны с изменением условий на выходе, а именно, с образованием трещин, изменяющих величину $\frac{dP_{ВЫХ}}{dt}$.

Отметим, что значение $P_{ВЫХ}$ не равно атмосферному. Это давление на уровне, где прекращается спутное движение газа и расплава; как правило, это уровень, где происходит разветвление подводящего канала.

5. МОДЕЛЬ ИЗВЕРЖЕНИЯ КАК ПРОЦЕСС УСТАНОВИВШЕГОСЯ ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ

Характер изменения кристалличности продуктов Северного прорыва БТТИ отличается от рассмотренного выше.

Описание извержения, большую часть которого автор наблюдал лично, дано в работе С.А. Федотова, А.П. Хренова, А.М. Чиркова (1976). Породы Северного прорыва представлены оливин-пироксеновыми базальтами. К концу извержения на Северном прорыве произошла резкая смена химического состава и продуктов извержения — после высокомагнезиальных базальтов умеренной щелочности появились лавы, переходные по химическому составу к субщелочным базальтам Южного прорыва.

Образцы бомб и лав отбирались в хронологической последовательности и, за исключением образцов глыбового лавового потока II конуса¹, соответствуют дате их появления на поверхности. А.П. Хренов (Дрознин, Хренов, 1979) замерил в 77 шлифах на микроскопе МИН-8 с приставкой МИУ-1 площадь, занятую вкрапленниками оливина и пироксена, размер которых больше 0,2 мм. Вкрапленники отчетливо выделяются на фоне основной массы, которая имеет гиалопидитовую криптокристаллическую до интерсертальной структуру. Наибольший размер сростков пироксена достигает 0,56 мм в образцах бомб за 7,8, 11 и 13 июля.

Как видно на рис. 21, существует общая тенденция понижения кристалличности бомб от 8 до 2%. На фоне этой общей закономерности наблюдается увеличение кристалличности перед образованием II конуса.

II конус начал формироваться 9 августа после прекращения деятельности I конуса и работал непрерывно до 14 сентября — момента прекращения извержения. В начальной стадии работы II конуса отмечается увеличение кристалличности с 3 до 5%. На I конусе подобное явление не зафиксировано. В дальнейшем сохраняется общая тенденция уменьшения кристалличности бомб.

Резко отличен характер изменения кристалличности продуктов III конуса, действовавшего с 17 по 25 августа, и образцов лав из группы лавовых котлов, породивших небольшие лавовые потоки и действовавших с 23–25 августа.

Для ранее изученных извержений кристалличность увеличивалась в ходе извержения, что объяснялось механизмом, близким по типу к вспениванию газированной жидкости. Объяснение уменьшения кристалличности на Северной группе вулканов Большого Толбачинского извержения оказывается возможным в рамках модели стационарного течения двухфазной смеси. На это, прежде всего, указывает значительное превышение количества вынесенного материала

¹ Характер кристалличности глыбового потока в дальнейшем не обсуждается.

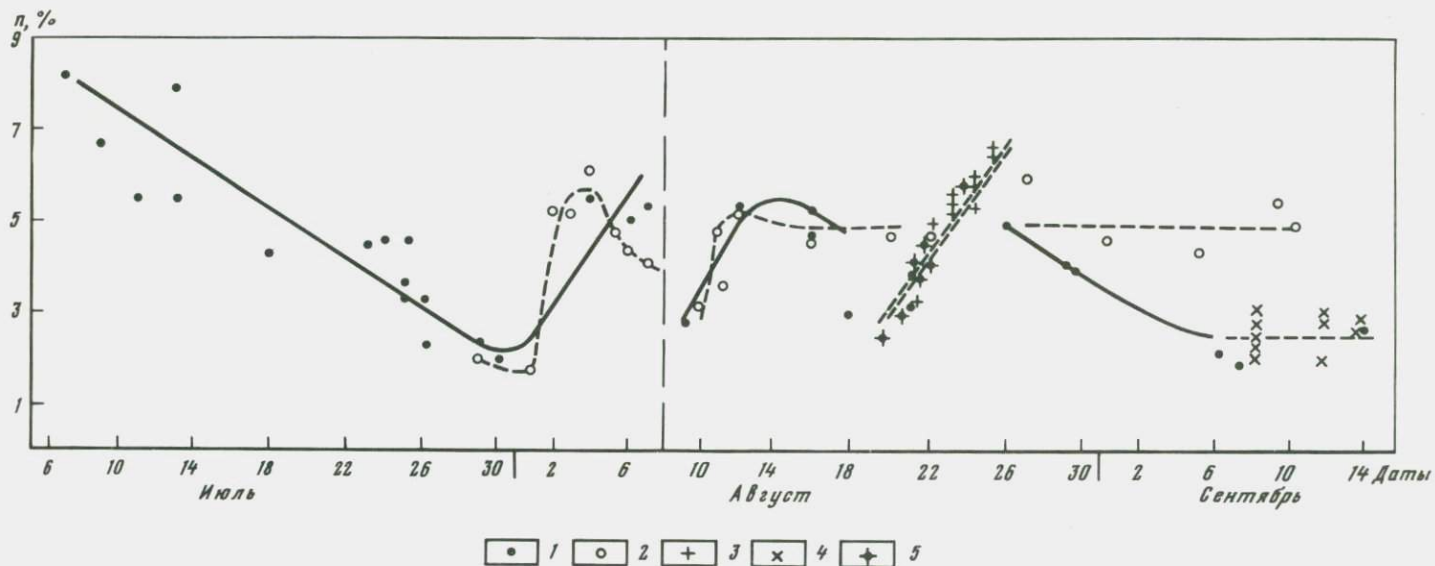


Рис. 21. Изменение степени кристалличности на Северном прорыве БТТИ
 1 - в бомбах извержения I и II конусов; 2 - в лавах I и II конусов; 3 - в жидких лавах; 4 - в продуктах лавовых котлов; 5 - в бомбах III конуса

$V_{\text{изв}} = 1,8 \text{ км}^3$ над объемом (по Федотову, 1976) подводящего канала дайки: $V_{\text{дайки}} = 2 \cdot 2000 \cdot 40000 \text{ м}^3 = 1,6 \cdot 10^8 \text{ м}^3 = 0,16 \text{ км}^3$.

Обычно принимается, что летучие, в основном, состоят из водяного пара, т.е. $\mu = 18 \text{ г/моль}$. Теплоемкость пород $C' = 0,3 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$. Теплота кристаллизации $\gamma = 100 \text{ кал/г}$ выделяется при охлаждении расплава на $\Delta T = 200^\circ\text{C}$, т.е. $C=0,5 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$. При работе Северной группы вулканов газосодержание, вероятно, не превышало 10%. При таких допущениях, оценивая выражение 4.28, получим

$$k - 1/k = 0,014. \quad 4.34$$

Для оценки реальных свойств газа и условий теплообмена в канале в табл. 7 приведена величина комплекса $\frac{k-1}{k}$ в зависимости от начальной температуры T_0 (в $^\circ\text{K}$) и коэффициента адиабаты. Степень кристалличности пород пропорциональна температуре закалки и при незначительном охлаждении степень кристалличности для базальта (Реск а.о., 1966) может быть выражена в виде:

$$n = 0,1(T_L - T_{\text{зак}}). \quad 4.34$$

Решение общей задачи гидродинамики применительно к пароводяным скважинам в случае, если уровень начала газоотделения находится в канале, было выполнено ранее (гл. 1, раздел 3). Поступая аналогичным образом, запишем связь давления с глубиной для двухфазной смеси, пренебрегая перепадом давления ускорения и используя для выражения удельного веса смеси соотношение Зубера (1965), а для градиента давления трения гомогенную модель:

$$H = \int_{P_{\text{вых}}}^P \frac{dP}{\gamma + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}}} \quad 4.36$$

$$\gamma = \gamma' \frac{m+y}{m+6y}; \quad \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} = \left(\frac{dP}{dz}\right)'_{\text{тр}} (1+y); \quad \left(\frac{dP}{dz}\right)'_{\text{тр}} = \frac{32\mu\omega'_0}{gD^2};$$

$$y = x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right); \quad m = \frac{c+a\sqrt{gD}\omega'_0}{c-1}; \quad c = 1, 2; \quad a = 0,35,$$

где: x — газосодержание, весовая доля летучих в свободной фазе; Используя 4.26, 4.34 и понятие о предельной скорости падения температуры $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{кр}}$, можно получить выражение, связывающее кристалличность с давлением на уровне начала газоотделения:

$$n = 0,1 \frac{k-1}{k} T_0 \ln \frac{P_0}{P_{\text{зак}}} \quad 4.35$$

из которого следует, что для уменьшения кристалличности в ходе извержения необходимо, чтобы давление P_0 уменьшалось, т.е. уровень начала газоотделения должен приближаться к поверхности.

Таблица 7

Зависимость температуры на выходе от начальной температуры и коэффициента адиабаты при давлении на уровне начала газоотделения 500 ата

К-1/К	$T_0, \text{ }^\circ\text{K}$		
	1500	1600	1700
0,01	15/1418	16/1512	17/1607
0,02	30/1335	32/1424	34/1513
0,03	45/1253	48/1346	51/1420
0,04	60/1170	64/1248	68/1326

Примечание. В числителе — $\frac{K-1}{K} T_0, \text{ }^\circ\text{K}$; в знаменателе $T_{\text{вых}}, \text{ }^\circ\text{K}$.

γ', γ'' — удельный вес расплава и газа; D_{Γ} — гидравлический диаметр подводящего канала; W_0 — приведенная скорость движения расплава; μ — вязкость расплава; $P_{\text{вых}}$ — давление газа на срезе канала.

Для примера на рис. 22 показано распределение давления с глубиной при движении потока с различными вязкостью и скоростью при $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} = 100 \text{ кг/см}^3$; $x = 0,1$; $\mu = 18 \text{ г/моль}$. Обозначая глубину очага L , для давления в очаге получим:

$$P_{\text{очаг}} = P_0 + \left(\gamma' + \frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} (L-H), \quad 4.37$$

а для его изменения в ходе извержения:

$$\frac{dP_{\text{очаг}}}{dt} = \frac{dP_0}{dt} - \left[\gamma' + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}}\right] \frac{dH}{dt}. \quad 4.38$$

Логично предположить, что давление в очаге по мере его опустошения должно уменьшаться. В то же время, как было показано выше, $\frac{dP_0}{dt} < 0$, следовательно, $\left[\gamma' + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}}\right] \frac{dH}{dP_0} < 1$.

Это условие ставит жесткие требования к соотношению расхода, газосодержания и диаметра канала и накладывает определенные ограничения на значения давления на уровне начала газоотделения. На рис. 22 участки характеристик, где условие соблюдается, показаны сплошной линией. Проведение количественных расчетов на основе формулы 4,36 не является бесспорным, так как требуются обоснования как расчета $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}}$ по гомогенной модели, так и выбора коэффициентов C и a . Поэтому нижеприводимые расчеты следует

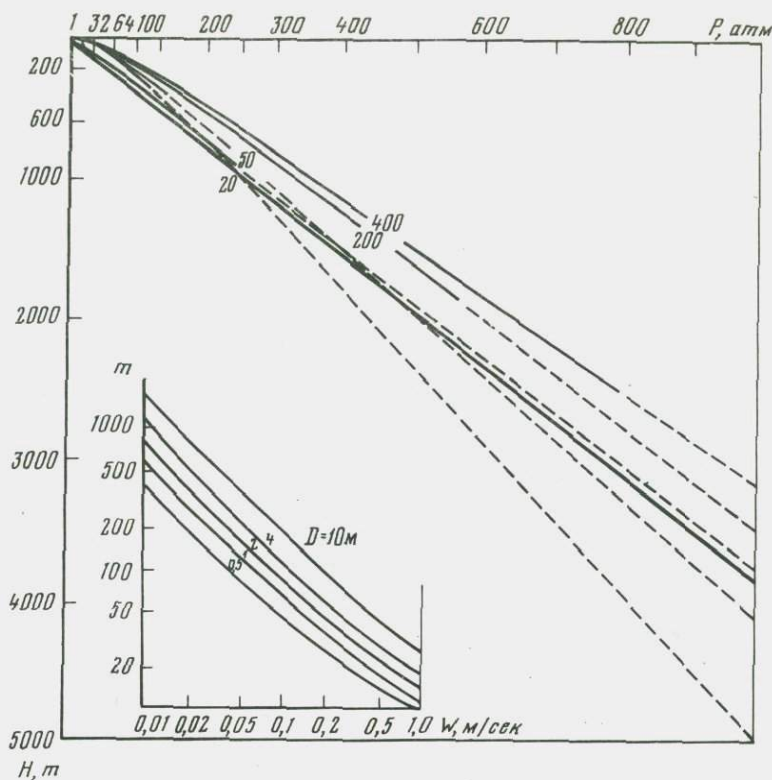


Рис. 22. Распределение давления с глубиной при различной вязкости и скорости движения потока. Условные обозначения и формулу 4.36 см в тексте

рассматривать только как демонстрацию возможности получения некоторых принципиально важных соотношений.

1. Основываясь на выводах, полученных в работе С.А. Федотова (1976), будем считать, что расплав движется по дайке мощностью 2 м со скоростью 3–4 см/сек, причем $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{тр}} = 0,1 \text{ г/см}^3$. Тогда значение величины m составит 350–250. Если газосодержание принять равным $x = 0,1$, то, как видно на рис. 22, давление на уровне начала газоотделения могло составлять в начальный момент не более 500 ата, при глубине около 1500 м. Характерно, что избыточное давление при этом было около 100 ата, т.е. того же порядка, что и определенное С.А. Федотовым (1976). Под избыточным давлением мы понимаем такое давление на кровле дайки, с каким она подошла бы к поверхности, если бы не началось газоотделение.

2. Давление на уровне, где происходит закалка расплава, через оптимальную скорость падения температуры можно выразить в виде:

$$P_{\text{зак}} = \frac{k-1}{k} T_0 \frac{dP_{\text{зак}}}{dt} \cdot \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{кр}} \quad 4.39$$

Скорость падения давления на уровне закалки можно рассчитать, зная скорость движения расплава и удельный вес смеси. Скорость движения расплава около 3 см/сек (Федотов, 1976). Удельный вес смеси может составлять 2,5–0,4 г/см³. Откуда $\frac{dP_{\text{зак}}}{dt} = 0,01-0,1$ ата/сек.

Так как кристалличность составляет 8–2%, температура закалки ниже температуры ликвидуса всего на 80–20°C (4.34) и, следовательно, давление на уровне закалки составляет величину порядка: $P_{\text{зак}} = 300+100$ ата. Из 4.39 для значений оптимальной скорости падения температуры получим, используя значения комплекса $\frac{k-1}{k} T_0$, из табл. 6 $\left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{кр}} = (0,005-0,05)^\circ\text{C}/\text{сек}$.

3. Общая тенденция снижения кристалличности в ходе извержения может быть охарактеризована зависимостью:

$$n = S - 1,3 \ln t. \quad 4.40$$

Если считать, что падение давления в очаге происходит без изменения его объема, а только за счет сжимаемости расплава, то:

$$\frac{dP_{\text{очаг}}}{dt} = - \frac{P_{\text{очаг}}}{M_{\text{очаг}}} Q. \quad 4.41$$

Используя 4.35, 4.39–4.41, получим соотношение между массой изверженного материала и массой расплава в очаге через соотношение давлений в очаге и на уровне начала газоотделения в виде:

$$\frac{M_{\text{очаг}}}{M_{\text{изв}}} = 4 \frac{P_{\text{очаг}}}{P_0}. \quad 4.42$$

Масса изверженного материала Северного прорыва составляет $1,7 \cdot 10^9$ т (геологич. и геофизич. данные о БТТИ...). Это значит, что если очаг расположен на глубине 4 км, его масса равна $13,6 \cdot 10^9$ т, при глубине очага 40 км его масса составит $136 \cdot 10^9$ т.

4. Если полагать, что давление на уровне начала газоотделения известно, то можно рассчитать температуру на выходе, т.е. ту температуру, при которой бомбы и пепел выносятся из кратера. Температура, измеренная оптическим пирометром ОПИР-019, составляла для I конуса $970 \div 1030^\circ\text{C}^1$. Из табл. 7, где приведены

¹ Температура солидуса и ликвидуса, измеренная на образцах с помощью высокотемпературного микроскопа, составляет 1040 и 1180°C соответственно.

результаты расчета $T_{\text{вых}}$ при $P_0 = 500$ ата видно, что если температура расплава на уровне газоотделения была около 1200°C , то следовательно летучие состоят преимущественно из водяного пара. Если бы расплав имел температуру 1400°C (на перегрев расплава указывается в работе С.А. Федотова, 1976), то состав летучих был бы близок к водороду, так как их молекулярный вес равен 4.

Полученные количественные оценки подтверждают возможность применения модели стационарного двухфазного течения к расчету параметров извержения Северной группы Толбачинских вулканов.

Сравнение положения уровня начала газоотделения с кристаллическостью продуктов извержения позволяет дать следующие объяснения закономерностям изменения кристалличности.

1. При образовании I конуса уровень начала газоотделения был расположен на глубине около 1500 м и постепенно приближался к поверхности, несмотря на понижение давления в очаге.

2. Уровень сочленения каналов, подводящих Южный (29.VII, 3.VIII и 5-8.VIII) и Северный (2-8.VIII) лавовые потоки, с основным каналом I конуса, вероятно, расположен выше уровня закалки, так как кристалличность продуктов кратера и бокк одинакова, а газосодержание различно.

3. Рост кристалличности в продуктах I конуса с 29.VII означает, что уровень газоотделения понижается, вероятно, из-за прекращения поступления расплава в канал I конуса. В это время начинается образование и заполнение канала II конуса.

4. Начальный рост кристалличности на II конусе обусловлен началом газоотделения в верхней части колонны первоначально гомогенного расплава.

5. Повышение кристалличности продуктов II конуса с 18.VIII вызвано понижением уровня газоотделения в результате перегока расплава в подводящий канал III конуса и лавовых котлов. По характеру изменения кристалличности можно заключить, что каналы III конуса и лавовых котлов, достигнув поверхности, потеряли связь с основным каналом, и их работа аналогична модели вспенивания газированной жидкости.

Таким образом, для объяснения хода изменения кристалличности Северной группы Толбачинских вулканов нам потребовалось применить модель стационарного двухфазного течения, в отличие от модели вспенивания газированной жидкости, объяснявшей изменение кристалличности вулканов Алаид, Тятя и Безьямный. Существенная наблюдаемая разница между этими извержениями заключается в том, что расход на Северном прорыве был практически постоянным, тогда как у извержений, которые начинаются с мощной эксплозии, максимальный расход отмечается лишь в начале извержения.

В рассмотренных извержениях температура на выходе меньше температуры солидуса, поэтому процесс кристаллизации не продолжается в лавовых потоках, различия в степени кристалличности бомб и лав незначительны. Развиваемое представление позволяет

объяснить влияние параметров извержения на петрографические особенности извергаемых продуктов. Положение о двухфазной структуре потока в верхней части канала дает возможность качественно объяснить механизм возникновения различия в степени кристалличности единичных образцов бомб, особенно в тех случаях, когда температура лав на выходе больше температуры солидуса.

До настоящего времени одновременного определения изменения степени кристалличности и роста массы продукции в ходе извержения на других вулканах не производилось, хотя именно такие данные позволили бы на большем количестве примеров проверить и уточнить значение предельной скорости падения температуры для пород различного состава.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ
О МЕХАНИЗМЕ МАГМООБРАЗОВАНИЯ

Появление силикатного расплава на поверхности Земли — факт, послуживший в свое время основой для гипотезы Канта—Лапласа о первоначально расплавленном состоянии планеты. Сейчас общепринятой моделью строения планеты является твердая многослойная модель Гуттенберга—Буллена в которой, на основе интерпретации геофизических данных, исключается возможность существования промежуточного расплавленного слоя, названного Баррелом астеносферным. Принятие гипотезы О.Ю. Шмидта о холодном происхождении планет Солнечной системы отрицает и возможность сохранения магматических масс в твердых недрах планеты. Таким образом наличие расплава заставляет искать способ его образования.

Предлагаемые схемы магмообразования по вещественному составу агента, транспортируемого к зоне магмообразования, можно разделить на три категории.

В рамках новейшей гипотезы тектоники плит возникновение расплава связывают непосредственно с перемещением вещества мантии, участием вещества в так называемом адвекционном течении. При этом над восходящей ветвью в зоне океанических рифтов на поверхность продуцируется легкая часть глубинного расплавленного вещества мантии. В зоне островных дуг выплавление магм происходит в фокальном слое из вещества погружающихся литосферных плит.

В рамках гипотезы А.П. Виноградова о дегазации вещества мантии плавление вещества происходит на месте под действием восходящего потока газа. Эффективность выплавления зависит от предполагаемого состава и состояния газа. Рассматриваются схемы с инертным газом, выступающим в роли только теплоносителя, или с активным газом, например, водородом. Полагается также, что активность газа может быть обусловлена его ионизированным состоянием или обогащенностью газа радиоактивными элементами, т.е. учитывается только экзотермический эффект смены состояния газовой фазы.

Третье направление связано с представлением об образовании расплава в результате локального снятия давления при тектонических подвижках.

Предлагаемые схемы магмообразования спекулятивны, так как ни состав вещества, ни термодинамические условия в мантии неизвестны. Схемы скорее демонстрируют возможность того или иного механизма и условия, необходимые для его осуществления, а не связь продуцируемого расплава с термодинамическими условиями на глубине.

8/84

О зоне генерации магмы известно очень немного. Можно указать, что непосредственно под некоторыми вулканами установлено наличие периферических неглубоко залегающих магматических очагов. Их размеры слишком малы, чтобы обеспечить питание вулкана в течение времени его существования. Кроме того, с геологических позиций образование периферических магматических очагов приурочено к определенной стадии развития вулкана. В зоне питания вулкана, в верхней мантии, не зафиксировано ни одного очага — резервуара магмы. Устанавливаются только зоны, которые можно интерпретировать как области частичного плавления.

Если считать, как предполагает В.А. Магницкий (1965), что землетрясения, предваряющие вулканические извержения, трассируют глубины зарождения магмы, то эта глубина составляет 200–400 км для вулканов островных дуг и 100–200 км для океанических вулканов.

В энергетическом балансе планеты доля тепла, поставляемая с продуктами извержения, столь незначительна, что, по мнению Ферхугена (Verhoogen, 1946), правомочно ставить вопрос о статистически вероятностном образовании очагов. Однако определенная географическая приуроченность вулканической активности заставляет связывать вулканизм с неоднородностями в мантии.

Ю.М. Шейнман (1969) указывал, что следует ожидать различия температур до 200°C и более на относительно больших глубинах (200 км) под тектонически спокойными областями и под геосинклиналями. Характерно, что наличие или отсутствие такой температурной неоднородности мантии не может быть ни доказано, ни опровергнуто в настоящее время ни одним геофизическим способом из-за фактической погрешности измерений. В то же время, как будет показано ниже, одной температурной неоднородности достаточно для обеспечения механизма магмообразования.

На типичной фазовой диаграмме силикатного вещества можно видеть, что при повышении температуры при постоянном давлении образующийся расплав будет несколько кислее (т.е. будет содержать больше SiO_2), чем порода, из которой он плавится. Это обстоятельство используется в теории зонной плавки А.П. Виноградова (Виноградов, Ярошевский, 1965). Можно начертить ряд линий с постоянным содержанием SiO_2 , эквидистантных линиям солидуса и ликвидуса. Нетрудно заметить, что понижение давления при постоянной температуре также соответствует появлению в расплаве сначала более кислой фракции выплавки, а затем фракции, все более приближающейся по составу к твердому продукту.

Предположим, что канал, заполненный расплавом, достигает глубины, где температура и давление соответствуют линии солидуса. Давление на этой глубине, создаваемое вышележащей толщей, будет больше, чем давление, создаваемое расплавом, заполняющим канал, так как удельный вес расплава меньше удельного веса твердого вещества. Наличие разницы давлений было доказано в работе Ю.П. Масуренкова и Ю.А. Горицкого (1978), выполнивших расчет

литостатического давления с учетом конкретных данных о строении некоторых вулканов.

Перепад давления, с одной стороны, обеспечивает появление расплава в результате понижения температуры (в соответствии с законом Клапейрона-Клаузиуса), с другой стороны обуславливает движение расплава. Реализация перепада давлений аналогична дренированию скважиной продуктивного пласта, и сопровождается образованием депрессионной воронки. Соответствующий этому характер изменения давления в магматическом пласте в зависимости от времени может быть изображен серией кривых, указанных на рис. 23. Таким образом магматический очаг можно охарактеризовать, как расширяющуюся с течением времени зону частичного плавления. Расплав, попадающий в канал, имеет температуру, близкую к линии ликвидуса, соответствующего химическому составу, что отражается в температуре продуцируемого на поверхность материала: базальтовый состав 1200–1400°, андезито-базальт 1050–1100°, андезитовый 900–1100°С.

По мере удаления от канала, состав выплавляемой фракции изменяется от основной к более кислой, а общее содержание расплава в указанном направлении уменьшается. Важнейшим следствием обсуждаемого механизма генерации магматического очага является объяснение причины помодромного порядка дифференциации изверженных продуктов: поступление в канал вулкана более кислых выплавов из дальних зон происходит после вытеснения более основного расплава ближних зон. После кислого расплава, очевидно, в канал будут поступать только летучие. Повышение концентрации летучих компонент в канале, по сравнению с концентрацией их в веществе магматического очага, хорошо согласуется с общими положениями теории нестационарной фильтрации многокомпонентных смесей. С позиций нестационарной фильтрации можно объяснить, во-первых, как из магмы с низким содержанием летучих образуется расплав с большим их содержанием, а во-вторых, почему химический состав лав и количество летучих закономерно связаны: в лавах базальтового состава содержание летучих 1–2%, в андезито-базальтовых – 3–4%, в андезитовых – 4–6%.

Для демонстрации непротиворечивости модели приведем оценку гидродинамических параметров очага. Оценим значение коэффициента проницаемости очага, используя формулу для расчета притока к скважине (для больших значений времени) при постоянном значении понижения

$$V = \frac{4\pi\Delta H k M \gamma'}{\mu(\ln 4Fo - 2\gamma)} \quad 5.1$$

Подставляя значения среднего дебита $V = 0,01 \text{ км}^3/\text{год}$, вязкости силикатных расплавов вблизи ликвидуса $\mu = 10^2$ пуаз, коэффициента сжимаемости $\beta = 10^6 \text{ 1/м}$; удельного веса $\gamma' = 3^2/\text{см}^3$, радиуса подводящего канала $a = 10 \text{ м}$, времени работы вулкана t , равного 10000 лет, значения напора (соизмеримого с высотой

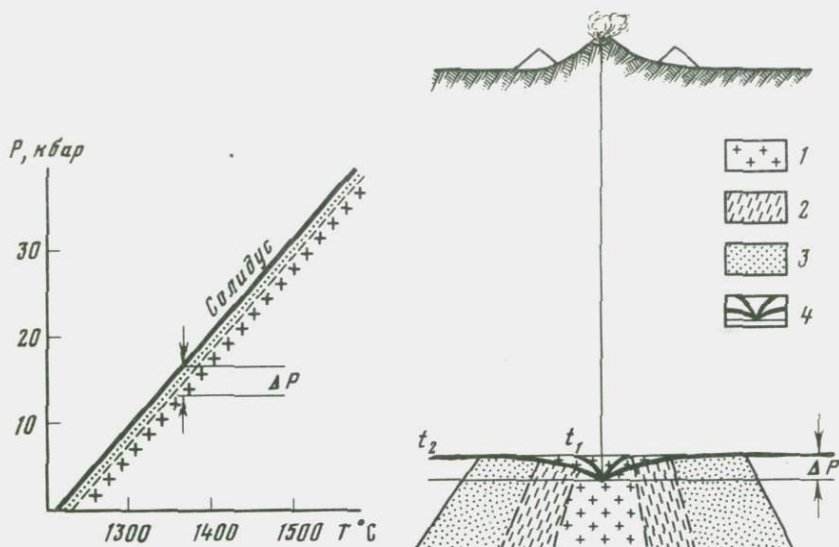


Рис. 23. Схема образования магматического очага
 1 - выплавки основного состава; 2 - выплавки кислого состава;
 3 - летучие; 4 - кривые распределения давления в очаге в разное
 время t_1 и t_2 ; ΔP - величина начального падения давления

вулкана) $\Delta H = 1$ км, получим при мощности магматического очага $M = 1$ км значение коэффициента проницаемости $k = 0,5 \cdot 10^{-5}$ дарси, а при мощности $M = 10$ км, $k = 10^{-6}$ дарси.

Характерно, что изменение дебита во времени незначительно. Например, для периодов времени 100 и 10 000 лет при $k = 10^{-5}$ дарси

$$\frac{V_{100}}{V_{10000}} = 1,25. \quad 5.2$$

Такой результат хорошо согласуется с тем фактом, что дебиты основных и кислых вулканов практически одинаковы.

Другой способ проверки значения коэффициента проницаемости можно предложить, используя значение диаметра кальдер. В работе М.И. Зубина (1974) было отмечено, что образование провальных кальдер, происходящее вследствие опустошения очага, должно наблюдаться при превышении определенного диаметра, причем величина диаметра определяется условием равенства веса участка кровли, ограниченного цилиндрической поверхностью, сопротивлению на срез по этой поверхности:

$$\gamma' \pi R^2 H \geq 2\pi R H \sigma, \quad 5.3$$

$$\text{откуда } R \geq \frac{2\sigma}{\gamma'}. \quad 5.4$$

Так как $\sigma = 1000 \text{ кг/см}^2$, а $\gamma' = 2,5 \text{ г/см}^3$, 5.5
 радиус кальдер должен превышать $R \geq 8 \text{ км}$.

Понижение пьезометрического уровня на таком расстоянии при оговоренных выше значениях параметров в очаге составит около 300 м в соответствии с формулой расчета уровня при притоке к скважине с постоянным значением понижения. Этот результат находится в хорошем соответствии с наблюдаемой величиной амплитуды сброса.

Для понимания вулканического процесса рассмотренный пример интересен также тем, что демонстрирует взаимосвязь тектоники и вулканизма. Не исключено, что каналы новых вулканов образуются в результате деятельности более древнего вулкана, расположенного рядом, и что именно таким образом происходит развитие вулканической формации.

Хотя предлагаемая модель и дает возможность анализа для решения вопроса о химическом составе родоначальной магмы, покажем лишь, как объясняется колебание содержания SiO_2 в лавах побочных извержений Ключевского вулкана (рис. 24) с позиций рассматриваемой модели генерации очага.

Напомним некоторые характеристики силикатного вещества (Смит Гордон, 1968).

1. При плавлении основных пород расплав, получающийся вблизи линии солидуса, оказывается кислее породы на 10–20%.
2. Угол наклона линий солидус–ликвидус составляет

$$\frac{dT}{dP} = (0,01 - 0,02) \frac{\text{град}}{\text{ата}}$$

3. Диапазон температур плавления составляет около 100–150°C.

Эти параметры дают возможность выразить в области солидус–ликвидус изменение концентрации SiO_2 при изменении температуры $\frac{dC}{dT} = 0,1 \frac{\%}{\text{град}}$ или при изменении давления $\frac{dC}{dP} \approx 1-4 \frac{\%}{\text{град}}$.

Если побочные извержения отражают положение пьезометрического уровня в очаге и разница уровней соответствует высоте вулкана (для Ключевской сопки $\Delta H \approx 4000 \text{ м}$), то, задаваясь плотностью расплава $\gamma' = 2,5 \text{ г/см}^3$, получим возможное колебание концентрации $\Delta C = 1-4\%$. Порядок величины соответствует действительно наблюдаемым значениям.

Рассматриваемая модель работы вулкана как автономной системы реализации избыточных температур верхней мантии, несмотря на свою внешнюю простоту обеспечивает многообразие в проявлении вулканического процесса. В динамическом отношении процесс выноса вещества вулканом отличается от обычных скважин (артезианских, нефтяных, пароводяных и пр.) тем, что выносимый материал накапливается в районе места выхода, наращивая канал и тем самым уменьшая движущий напор. Огромная длительность существования вулканического центра влияет на перестройку теплового режима в приканальной части. Размеры прогрееваемых зон оценены в работе

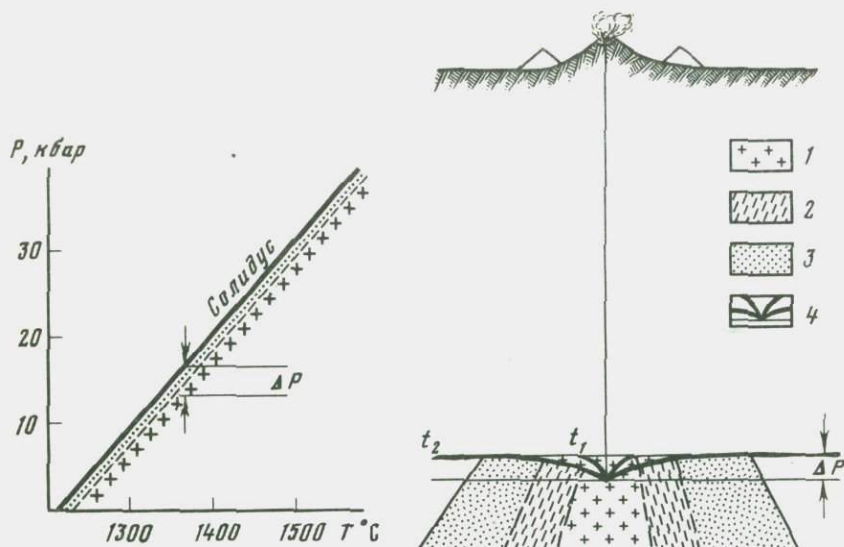


Рис. 23. Схема образования магматического очага
 1 - выплавки основного состава; 2 - выплавки кислого состава;
 3 - летучие; 4 - кривые распределения давления в очаге в разное
 время t_1 и t_2 ; ΔP - величина начального падения давления

вулкана) $\Delta H = 1$ км, получим при мощности магматического очага $M = 1$ км значение коэффициента проницаемости $k = 0,5 \cdot 10^{-5}$ дарси, а при мощности $M = 10$ км, $k = 10^{-6}$ дарси.

Характерно, что изменение дебита во времени незначительно. Например, для периодов времени 100 и 10 000 лет при $k = 10^{-5}$ дарси

$$\frac{V_{100}}{V_{10000}} = 1,25. \quad 5.2$$

Такой результат хорошо согласуется с тем фактом, что дебиты основных и кислых вулканов практически одинаковы.

Другой способ проверки значения коэффициента проницаемости можно предложить, используя значение диаметра кальдера. В работе М.И. Зубина (1974) было отмечено, что образование провальных кальдер, происходящее вследствие опустошения очага, должно наблюдаться при превышении определенного диаметра, причем величина диаметра определяется условием равенства веса участка кровли, ограниченного цилиндрической поверхностью, сопротивлению на срез по этой поверхности:

$$\gamma' \pi R^2 H \geq 2\pi R H \sigma, \quad 5.3$$

$$\text{откуда } R \geq \frac{2\sigma}{\gamma}. \quad 5.4$$

Так как $\sigma = 1000 \text{ кг/см}^2$, а $\gamma' = 2,5 \text{ г/см}^3$, 5.5
радиус кальдер должен превышать $R \geq 8 \text{ км}$.

Понижение пьезометрического уровня на таком расстоянии при оговоренных выше значениях параметров в очаге составит около 300 м в соответствии с формулой расчета уровня при притоке к скважине с постоянным значением понижения. Этот результат находится в хорошем соответствии с наблюдаемой величиной амплитуды сброса.

Для понимания вулканического процесса рассмотренный пример интересен также тем, что демонстрирует взаимосвязь тектоники и вулканизма. Не исключено, что каналы новых вулканов образуются в результате деятельности более древнего вулкана, расположенного рядом, и что именно таким образом происходит развитие вулканической формации.

Хотя предлагаемая модель и дает возможность анализа для решения вопроса о химическом составе родоначальной магмы, покажем лишь, как объясняется колебание содержания SiO_2 в лавах побочных извержений Ключевского вулкана (рис. 24) с позиций рассматриваемой модели генерации очага.

Напомним некоторые характеристики силикатного вещества (Смит Гордон, 1968).

1. При плавлении основных пород расплав, получающийся вблизи линии солидуса, оказывается кислее породы на 10–20%.

2. Угол наклона линий солидус–ликвидус составляет

$$\frac{dT}{dP} = (0,01 - 0,02) \frac{\text{град}}{\text{ата}}$$

3. Диапазон температур плавления составляет около 100–150°C.

Эти параметры дают возможность выразить в области солидус–ликвидус изменение концентрации SiO_2 при изменении температуры $\frac{dC}{dT} = 0,1 \frac{\%}{\text{град}}$ или при изменении давления $\frac{dC}{dP} \approx 1-4 \frac{\%}{\text{град}}$.

Если побочные извержения отражают положение пьезометрического уровня в очаге и разница уровней соответствует высоте вулкана (для Ключевской сопки $\Delta H \approx 4000 \text{ м}$), то, задаваясь плотностью расплава $\gamma' = 2,5 \text{ г/см}^3$, получим возможное колебание концентрации $\Delta C \approx 1-4\%$. Порядок величины соответствует действительно наблюдаемым значениям.

Рассматриваемая модель работы вулкана как автономной системы реализации избыточных температур верхней мантии, несмотря на свою внешнюю простоту обеспечивает многообразие в проявлении вулканического процесса. В динамическом отношении процесс выноса вещества вулканом отличается от обычных скважин (артезианских, нефтяных, пароводяных и пр.) тем, что выносимый материал накапливается в районе места выхода, наращивая канал и тем самым уменьшая движущий напор. Огромная длительность существования вулканического центра влияет на перестройку теплового режима в приканальной части. Размеры прогрееваемых зон оценены в работе

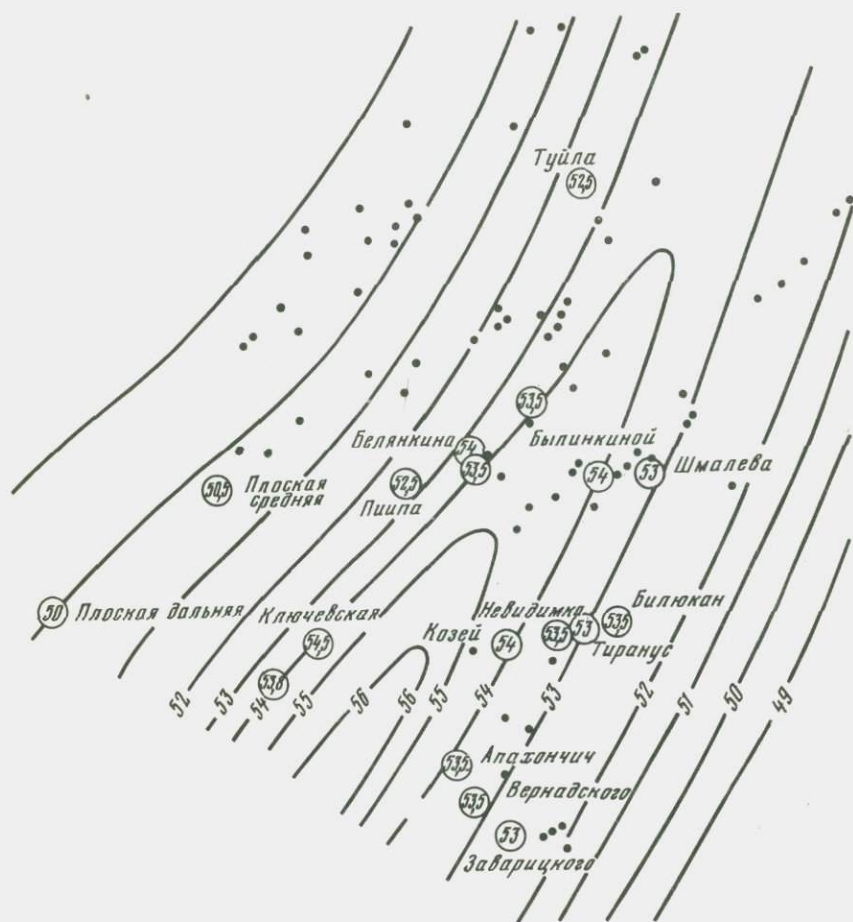


Рис. 24. Содержание SiO_2 в продуктах извержений побочных конусов вулкана Ключевская сопка (по Ванде-Киркову)

Ю.П. Масуренкова и Ю.Г. Горицкого (1978). Следствием изменения температурного режима может быть не только появление разрывных нарушений, но и образование купольных структур. Основной гомодромный порядок дифференциации может быть нарушен при дренировании магматического очага несколькими разновременными и близко расположенными вулканическими каналами. Однако все условия, усложняющие картину вулканического процесса, проявляются на поверхности и могут быть учтены соответствующим образом. Это позволяет надеяться, что предлагаемая модель генерации магматического очага будет способствовать более правильному определению состава вещества и термодинамических условий подкорковых глубин.

Таблица 8

Максимальная теплопроводимость пород при фильтрации воды
 $\times 10^6$ кал/см²·сек

Температура фильтруемых вод, °С	Проницаемость пород, <i>дарси</i>			
	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵
100	3600	360	36	3,6
200	13200	1320	132	13,2
300	23000	2300	230	23
374	22000	2200	220	22

Магматический очаг после отмирания канала постепенно приходит в равновесие. Летучие, образовавшиеся в очаге, могут мигрировать непосредственно через кровлю. Н.А.Огильви (1959) для расчета теплового потока и распределения температур использовал уравнение теплопереноса в стационарных условиях с учетом движения вод в виде:

$$q = l\gamma'w + \lambda \frac{dT}{dy}, \quad 5.6$$

где l – энтальпия движущейся субстанции,
 γ' – ее удельный вес,
 w – ее скорость течения,
 λ – теплопроводность пород.

В случае стационарной фильтрации для потока вещества имеем:

$$m = \frac{k\gamma dp}{\mu dy}, \quad 5.7$$

где k – проницаемость пород,
 μ – вязкость субстанции.

Для оценки величины максимального потока тепла необходимо задаться градиентом давления, вызывающим фильтрацию. Очевидно, что давление в пласте не может быть больше литостатического, градиент давления, вызывающий движение вод, не может быть больше разницы плотностей породы и фильтруемой субстанции.

В табл. 8 представлены расчетные значения максимального потока тепла за счет теплопроводности и фильтрации через слой с заданной температурой и проницаемостью при теплопроводности пород 0,01 кал/см·град·сек и градиенте давления 1 г/см³.

С глубиной проницаемость пород уменьшается, а температура увеличивается. Из табл. 8 со всей очевидностью следует, что максимально возможная теплопроводимость слоя с глубиной существенно уменьшается. Именно это обстоятельство обуславливает величину

Таблица 9

Максимальная теплопроводимость пород при фильтрации пара $\times 10^6$ кал/см².сек

Температура фильтруемого пара, °С	Теплопроводимость пород, кал/см.сек. град	
	0,01	0,001
500	100	10
700	35	3,5
1000	7	0,7

ны значений теплового питания термоаномалий. На глубине 3 км, где базовая температура в гидротермальных системах равна, примерно, 300°, а коэффициент проницаемости — 10⁻⁴ дарси, тепловое питание не может превосходить среднеземной тепловой поток более, чем в несколько сотен раз.

Для расчета максимальной теплопроводимости, обусловленной теплопроводностью, запишем уравнение Фурье с учетом уравнения состояния:

$$q = \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \frac{dP}{dy} \quad 5.8$$

В зоне фильтрации пара производная $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S$ не может быть больше, чем при адиабатическом изменении давления и температуры, так как в противном случае это свидетельствует об отдаче тепла от восходящего (расширяющегося) пара вмещающим породам. Максимальная величина теплопроводимости слоя в зависимости от температуры и теплопроводности представлена в табл. 9.

Земную кору можно считать пассивным проводником тепла и газовых эманаций, источником которых являются внутренние подкоровые процессы. В этом случае величина наблюдаемого среднеземного теплового потока при стационарных условиях тепломассопереноса определяется величиной максимальной теплопроводимости в зоне генерации флюида. В рамках рассматриваемой модели эта зона магматических очагов располагается на уровне границы Мохо. Примечательно, что уменьшение напора в ходе вулканического процесса должно приводить к уменьшению расхода летучих, т.е. к понижению величины теплового потока. Такой результат хорошо согласуется с результатом, полученным в работе Я.Б.Смирнова и Б.Г.Поляка (1977), где показана корреляция значений теплового потока с возрастом региона.

ВЫВОДЫ

Результаты наблюдений ряда извержений вулканов Камчатки и Курильских островов (Шивелуч, 1964 г.; Карымский, 1965 г.; прорыв им. Б.И.Пийла, 1966 г.; Алаид, 1972 г.; Большое трещинное Толбачинское извержение 1975–1976 гг.) позволили показать, что основную стадию вулканического извержения можно рассматривать как истечение двухфазной смеси.

Привлечение закономерностей гидродинамики течения двухфазных смесей, основанное на рассмотрении материала, транспортируемого по каналу вулкана в виде смеси магматический расплав – летучие компоненты и на выявленном соответствии режимов течения двухфазной смеси и типов извержений, позволило объяснить природу и механизм вулканических извержений.

В результате теоретических и экспериментальных исследований гейзерного режима геотермальных скважин получено количественное выражение условий их периодичности. Показано, что вынос ювенильного материала при извержении вулканов подчинен условию существования гейзерного режима геотермальных скважин.

Это условие, аналогично для гейзеров и вулканов, получено на основе решения общей задачи гидродинамики для системы пласт – скважина; оно определяется несоответствием малого расхода поступающего в канал с возможностью практически мгновенной разгрузки и накопившегося в канале материала, в виде двухфазной смеси. Выявленное количественное условие для гейзеров подтверждено лабораторным моделированием и может служить основой рекомендации для расчетов параметров продуктивного пласта по нестабильности гейзерного режима. На основе общих закономерностей гидродинамики двухфазных смесей получен ряд количественных характеристик вулканических извержений, а именно:

- а) предложен способ оценки газосодержания на основе аналогии форм течения двухфазных смесей и типов извержений;
- б) выявлено влияние расхода и газосодержания продуцируемого материала на форму, размер канала и на характер пирокластических отложений;
- в) охарактеризована количественная связь степени кристалличности продуктов извержения с параметрами извержения для двух моделей извержения: как процесса вспенивания газированной жидкости и как процесса установившегося течения.

Последовательное проведение аналогии механизма работы системы пласт – пароводяная скважина и действующего вулкана послужило основой представленной автором гипотезы о вулканизме как

автономном процессе реализации избыточных температур верхней мантии, процессе, способном объяснить природу становления магматического очага и гомодромного порядка дифференциации продуктов извержения.

Автор выражает надежду, что проведенное исследование послужит дальнейшему развитию фундаментальных наук о Земле и будет благодарен читателям за критические замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Номограммы для определения гидродинамических параметров пароводяных скважин:

по оси ординат—глубина в метрах;

по оси абсцисс—расчетное значение расхода пароводяной смеси в кг/сек;

параметр номограммы—энтальпия пароводяной смеси в ккал/кг;

параметр кривых — давление в ата.

Расчетное значение расхода зависит от диаметра канала скважины и равно произведению значения наблюдаемого расхода на ко-

эффициент расхода $K = \sqrt{\left(\frac{132}{D}\right)^5}$, где значение диаметра в мм.

Номограммы

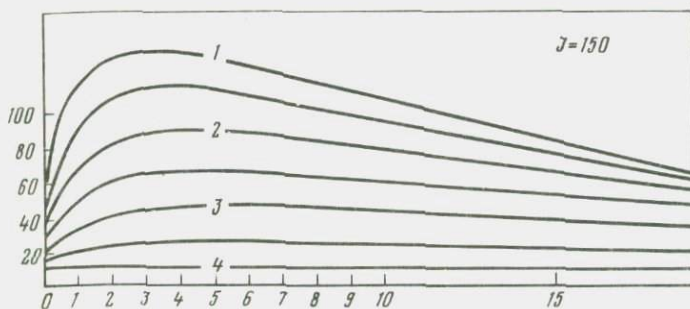


Рис. 25



Рис. 26

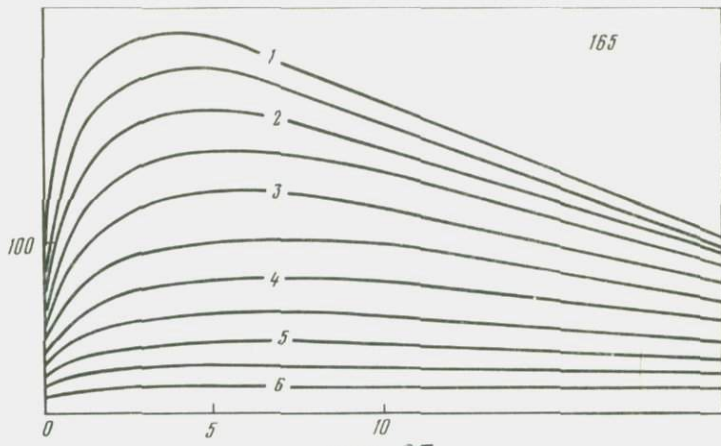


Рис. 27

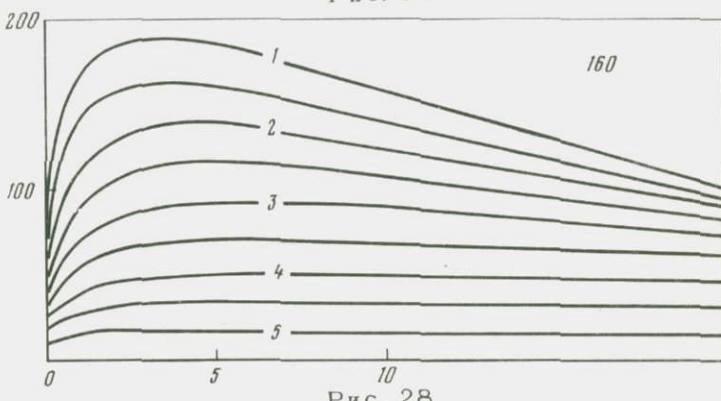


Рис. 28

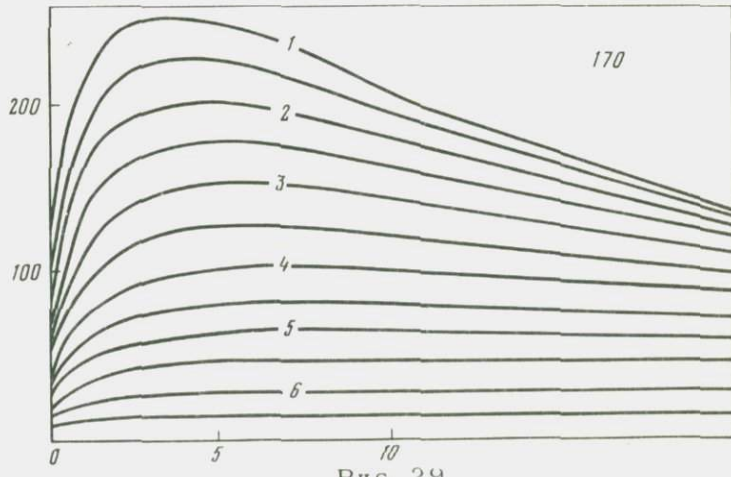


Рис. 29

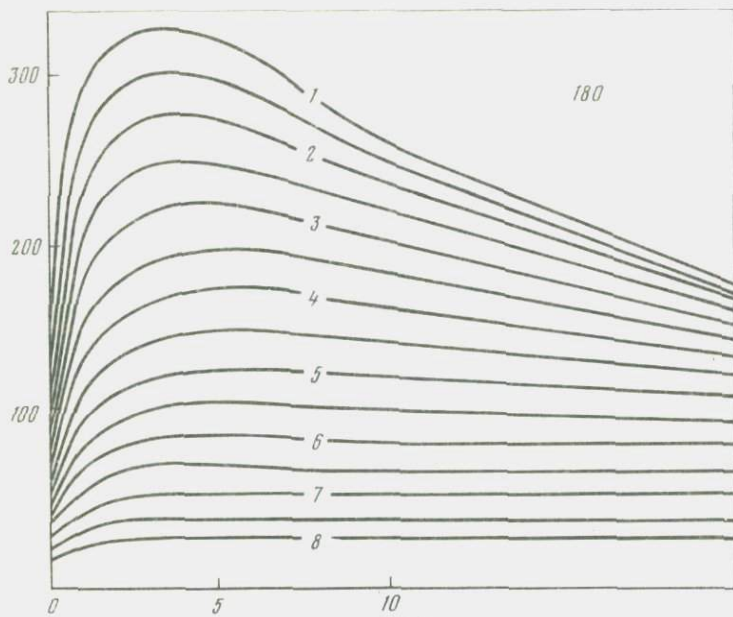


Рис. 30

ЛИТЕРАТУРА

- Авдейко Г.П., Хренов А.П. и др. Извержение вулкана Алайд в 1972 г. - Бюл. вулканол. станций, 1974, № 50, с. 64-70.
- Аверьев В.В. Особенности динамики пароводяных скважин. - Труды Лабор. вулканол., 1960, вып. 18, с. 113-122.
- Аверьев В.В. Гидротермальный процесс в вулканических областях и его связь с магматической деятельностью. - В кн.: Современный вулканизм. М.: Наука, 1966, с. 118-128.
- Андреев В.И., Гусев Н.А., Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. Динамика лавовых потоков Южного прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения 1975-1976 гг. - Бюл. вулканол. станций, 1978, № 55, с.18-26.
- Архангельский В.А. Движение газированных нефтей в системе скважина-пласт. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 92 с.
- Аслания А.Т. Некоторые вопросы теории вулканической деятельности. - В кн.: Проблемы вулканизма. Ереван, 1959, с. 493-494.
- Бай Ши-И. Теория струй. М.: Изд-во ФМЛ, 1960. 326 с.
- Богоявленская Г.Е. Зависимость характера кристаллизации вулканических пород от механизма извержений. - В кн.: Геодинамика вулканизма и гидротермального процесса. Петропавловск-Камчатский, 1974, с.171.
- Богоявленская Г.Е., Дубик Ю.М. Кристаллизация андезитов в верхних частях магматического канала. - В кн.: Вулканизм, гидротермы и глубины Земли. Петропавловск-Камчатский, 1969.
- Бондаренко В.Н. Статистические решения некоторых задач геологии. М.: Недра, 1970. 245 с.
- Велинский В.В. Дегазация вещества в верхней мантии как основной фактор в магнеобразовании. - Геология и геофизика, 1970, № 1, с.10-21.
- Виноградов А.П., Ярошевский А.А. О физических условиях зонного плавления в оболочках Земли. - Геохимия, 1965, № 7, с. 779-790.
- Влодавец В.И. О характере дифференциации магмы Ключевского вулкана. - В кн.: Магматизм и связь с ним полезных ископаемых. М.: Изд-во АН СССР, 1955.
- Влодавец В.И. Вулканическая деятельность на Земле в историческое время. - В кн.: Современный вулканизм, т. I. Труды II Всес. вулканол. сов. 3-17. IX 1963. М.: Наука, 1966.
- Волынец О.Н. О возникновении кислых расплавов в результате пирометаморфизма. - В кн.: Кислый вулканизм. Новосибирск: Наука, 1973, с. 151-178.
- Волынец О.Н., Колосков А.В. Плаггиоклазы четвертичных эффузивов и малоглубинных интрузивов Камчатки. Новосибирск, 1976. 135 с.
- Геологические и геофизические данные о Большом трещинном Толбачинском извержении 1975-1976 гг. М.: Наука, 1978.
- Гогель Жан. Геотермия. М.: Мир, 1978. 171 с.
- Голубев В.С., Шарапов В.И. Динамика эндогенного рудообразования. М.: Недра, 1974. 279 с.
- Горшков Г.С., Богоявленская Г.Е. Вулкан Безымянный и особенности его последнего извержения (1955-63 гг.). М.: Наука, 1965. 171 с.

- Грейтон Л.К. Предположения о вулканическом тепле. М.: ИЛ, 1949, 166 с.
- Грин Д.Х., Рингвуд А.Э. Происхождение магматических пород известково-щелочного ряда. - В кн.: Петрология верхней мантии. М.: Мир, 1968, с. 118-131.
- Грин Д.Х., Рингвуд А.Э. Происхождение базальтовых магм. Петрология верхней мантии. М.: Мир, 1968, с. 132-227.
- Гушенко И.И. Пеплы Северной Камчатки и условия их образования. М.: Наука, 1966. 144 с.
- Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. 423 с.
- Дрознин В.А. О природе вулканических извержений. - Труды I городской конф. молодых ученых и спец. Петропавловск-Камчатский: Дальневост. изд-во, 1969, с. 4-6.
- Дрознин В.А. Вязкость и упругость лав кратера Пийпа. - Бюл. вулканол. станций, 1969, № 45, с. 7-11.
- Дрознин В.А. Гидродинамика пароводяных скважин. - В кн.: Вулканизм и глубины Земли. М.: Наука, 1971, с. 262-265.
- Дрознин В.А., Разина А.А. О природе гейзерного режима. - В кн.: Гидротермальный процесс в областях тектоно-магматической активности. М.: Наука, 1971, с. 96-103.
- Дрознин В.А., Философова Т.И. Термодинамическая информативность кристаллических продуктов извержения. Докл. АН, 1976, с. 447-450.
- Дрознин В.А., Хренов А.П. Связь кристалличности продуктов с динамикой Северного прорыва Большой трещинного Толбачинского извержения. - Бюл. вулканол. станций, 1979, № 56.
- Дубик Ю.М., Волынец О.Н. Влияние характера эруптивного процесса на кристаллизацию плагиоклаза. - Бюл. вулканол. станций, 1972, № 48, с. 64-70.
- Ентов В.М. О нестационарных процессах при фонтанировании скважин. - Изв. АН СССР. Сер. мех. и машиностроения, 1964, № 2.
- Ермаков В.А. О характере дифференциации магмы в каналах действующих вулканов. - Бюл. вулканол. станций, № 50, 1974, с. 19-31.
- Заварицкий А.Н. Введение в петрохимию изверженных горных пород. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1950. 400 с.
- Земля. Введение в общую геологию. Авт. колл.: Ферхуген Дж., Тернер Л., Вейс и др. т. 1-2. Мир, 1974.
- Зубин М.И. Средняя объемная концентрация фаз в системах с двухфазным потоком. - Теплопередача, 1965, № 4.
- Зубин М.И. Вариационные распределения диаметров кальдер. - В кн.: Геодинамика вулканизма и гидротермального процесса. Петропавловск-Камчатский, 1974, 44 с.
- Зубин М.И., Мелекесцев И.В., Таракановский А.А., Эрлих Э.Н. Четвертичные кальдеры Камчатки. - В кн.: Вулканизм и глубины Земли: Матер. III Всес. вулканол. сов., 28-31. V 1969. М., 1971, с. 55-66.
- Иодер Х.С., Тилли С.Э. Базальтовые магмы. - В кн.: Вопросы георетической и эксперим. петрологии. М., 1963, с. 371-379.
- Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
- Кадик А.А., Лебедев Е.Б., Хитаров Н.И. Вода в магматических расплавах. М.: Наука, 1971. 267 с.
- Кирсанов И.Т. Извержение Ключевского вулкана в 1966 г. с прорывом побочных кратеров Пийпа в октябре-декабре 1966 г. - Бюл. вулканол. станций, 1968, № 44, с. 11-29.

- Кирсанов И.Т., Важеевская А.А. Извержение кратеров Пийпа в 1966 г. и некоторые вопросы дифференциации лав на Ключевском вулкане. - В кн.: Вулканизм и глубины Земли. М.: Наука, 1971, с. 157-160.
- Ковалев Г.Н. Оценка параметров течения дисперсного потока в канале вулкана. - Докл. АН, 1977, № 6, с. 1442-1444.
- Ковалев Г.Н., Слезин Ю.Б. О возможном механизме накопления энергии извержений в вулкане. - В кн.: Вулканизм и глубины Земли. М., 1971, с. 46-52.
- Ковалев Г.Н., Калашникова Л.В., Слезин Ю.Б. О связи между энергией извержений и периодами покоя действующих вулканов. - Геология и геофизика, 1971, № 3, с. 137-111.
- Козлов Б.К. Режимы и формы движения воздушно-водяной смеси в вертикальной трубе. - В кн.: Гидродинамика и теплообмен при кипении в котлах высокого давления. 1955, с.7-18.
- Кононов В.И., Поляк Б.Г. Геотермальная активность. - В кн.: Исландия и Срединно-океанический хребет. М.: Наука, 1977, с. 8-82.
- Коэч Л.Х., Ито К., Кеннеди Дж. Плавление и фазовые соотношения в безводных базальтах при давлении 40 кбар. - В кн.: Происхожд. главных серий изверж. пород по данным эксперим. иссл. Л., 1970, с. 53-91.
- Крашенинников С.И. Описание земли Камчатки. СПб, 1755, 437, т. 1-2. 319 с.
- Кузнецов Г.Н. Определение содержания летучих в магме и давлений при вулканических извержениях. - Геология и геофизика, 1967, с. 141-144.
- Кутателадзе С.С., Сорокин Ю.Л. О гидродинамической устойчивости некоторых газожидкостных систем. - В кн.: Вопросы теплопередачи и гидравлики двухфазных сред. ГЭМ, 1961.
- Лучицкий И.В. Основы палеовулканологии. М.: Наука, 1971.
- Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
- Макдональд Г. Вулканы. М.: Мир, 1975. 431 с.
- Мархинин Е.К. Роль вулканизма в формировании земной коры. М.: Наука, 1967. 255 с.
- Масуренков Ю.П. Проблемы включений и возможности вулканической петрологии. - Бюл.вулканол. станций, 1974, № 50, с. 10-18.
- Масуренков Ю.П., Горицкий Ю.А. Разогрев и плавление среды вокруг вулканического канала. - Бюл. вулканол. станций, 1978, № 55, с. 70-78.
- Мержанов А.Г., Штейнберг А.С., Штейнберг Г.С. К моделированию гейзерных систем. - Геохимия, 1974, № 12, с. 277-291.
- Мержанов А.Г., Разина А.А., Штейнберг А.С., Штейнберг Г.С. Моделирование гейзерных процессов. - В кн.: Геодинамика вулканизма и гидротермального процесса. Петропавловск-Камчатский, 1974, с. 110.
- Мержанов А.Г., Разина А.А., Фундаменский В., Штейнберг А.С., Штейнберг Г.С. Исследование гейзера методом гидрозондирования. - Бюл. вулканол. станций, 1973, № 49, с. 110-116.
- Набоко С.И. Извержение Билюкая в 1938 г. - Труды Лабор. вулканол., 1947, вып. 5.
- Найманов О.С. Исследование гидравлики двухфазного потока на примере парагенерирующих скважин Камчатки. - Труды ЦКТИ, 101, 1970, с. 241-249.
- Нехорошев А.С. К вопросу о теории действия гейзеров. - Докл. АН, 1959, т. 127, № 5.

Огильви Н.А. Вопросы теории геотемпературных полей в приложении к геотермическим методам разведки подземных вод. – В кн.: Проблемы геотермии и практич. использ. тепла Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1959, т. 1, с. 53–85.

Паужетские горячие воды на Камчатке. Сб. под ред. Б.И. Пийпа, М.: Наука, 1965.

Пийп Б.И. Термальные ключи Камчатки. М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1937, 268 с.

Пийп Б.И. Ключевская сопка и ее извержения в 1944–45 гг. и в прошлом. – Труды Лабор. вулканол., 1956, вып. 11, с. 310.

Пономарев Г.Б., Сапожников Е.А., Бродская Р.Л. Кристаллизация микролитовой фазы в лавах Южного Толбачинского прорыва. – Бюл. вулканол. станций, 1979, № 56.

Ритман А. Вулканы и их деятельность. М.: Мир, 1964, 437 с.

Рудич К.Н., Колосков А.В., Алискеров А.А., Волюнец О.Н. Особенности кристаллизации магматических расплавов в связи с их дегазацией. – Бюл. вулканол. станций, 1974, № 50, с. 32–44.

Рябинин Ю.Н., Родионов В.Н. Оценка энергии вулканических взрывов. Труды I Всес. вулканол. сов., т. 3. М.: Наука, 1966.

Сирин А.Н. Развитие и скорость дифференциации расплавов в приповерхностных частях подводных каналов шлаковых конусов Камчатки. – В кн.: Вулканизм и глубины Земли. М.: Наука, 1971, с. 150–152.

Смирнов Я.Б., Поляк Б.Г. Тепловой поток и некоторые энергетические аспекты геодинамики. – В кн.: Глубинное строение и геофизические особенности структур земной коры и верхней мантии. М.: Наука, 1977, с. 106–117.

Смит Ф. Гордон. Физическая геохимия. М.: Наука, 1968, 476 с.

Справочник физических констант горных пород под ред. С. Кларка. М., Мир, 1969.

Справочник для геологов по физическим константам. Фр. Бёрч, Дж. Шерер, Г. Спайсер. М., 1949.

Сугрובה Н.Г. О режиме Паужетских кипящих источников и гейзеров. – Бюл. вулканол. станций, 1971, № 47, с. 72–75.

Сугрובה Н.Г. О режиме гейзеров и кипящих источников в Долине Гейзеров. – В кн.: Геодинамика вулканизма и гидротермального процесса. Петропавловск–Камчатский, 1974, 109 с.

Токарев П.И. Извержения и сейсмический режим вулканов Ключевской группы (1949–63 гг.). М.: Наука, 1966, 118 с.

Токарев П.И. Закономерность вулканического процесса и прогноз извержения вулканов. – В кн.: Вулканизм островных дуг. М.: Наука, 1977, с. 85–94.

Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972, 440 с.

Устиев Е.К. Анюйский вулкан и проблемы четвертичного вулканизма Северо-Востока СССР. М.: Госгеолтехиздат, 1961, 124 с.

Федотов С.А. О подъеме основных магм в земной коре и механизме трещинных базальтовых извержений. – Изв. АН СССР. Сер. геол., 1976, № 10, с. 5–23.

Федотов С.А., Фарберов А.И. Об экранировании поперечных сейсмических волн в магматическом очаге в верхней мантии в районе Авачинской группы вулканов. – В кн.: Вулканизм и глубинное строение Земли. М.: Наука, 1966, с. 43–48.

Федотов С.А., Хренов А.П., Чирков А.М. Большое трещинное Толбачинское извержение 1975 г., Камчатка. – Докл. АН СССР, 1976, т. 228, № 6.

Федотов С.А., Энман В.Б., Магуськин А.М., Левин В.Е., Жаринов Н.А. Внедрение базальтов и образование питающих трещин Большого трещинного Толбачинского извержения 1975 г. по геодезическим данным. — Докл. АН, 1976, т. 229, № 1, с. 170-173.

Фильтрация газированных жидкостей и других многокомпонентных смесей в нефтяных пластах. М.: Недра, 1969, 453 с.

Фирстов П.П., Широков В.А. Локализация корней вулканов Ключевской группы по сейсмологическим данным. — В кн.: Вулканизм и глубины Земли. Матер. III всес. вулканол. сов. 28-31. V 1969. М., 1971, с. 113-118.

Фрих-Хар Д.И. Кристаллизация магматического стекла и некоторые вопросы петрогенезиса. М.: Наука, 1977, 120 с.

Хаткевич Ю.М. Режим камчатских гейзеров и суммарная разгрузка термальных вод долины реки Гейзерной. — В кн.: Вопросы географии Камчатки, вып. 6. Петропавловск-Камчатский, 1970, с. 93-96.

Хитаров М.И., Лебедев Е.Б., Дорфман А.М. Экспериментальное изучение влияния летучих компонентов на поверхностное натяжение и вязкость магматических расплавов. — В кн.: Физические свойства горных пород при высоких термодинамических параметрах. Баку, 1978, с. 39-40.

Хитаров Н.И., Нагапетян Л.Б., Лебедев Е.Б. Кристаллизация расплава дацитового состава в условиях давления водяного пара от 500 до 3000 кг/см². — Геохимия, 1969, № 1, с. 8-13.

Хитаров Н.И., Нагапетян Л.Б., Лебедев Е.Б. Особенности кристаллизации кислых расплавов. — Геохимия, 1969, № 3, с. 273-287.

Хорн Д. Термальная история контактных ореолов на основе вычислений теплопроводности. — В кн.: Вопросы математической геологии. Л.: Наука, с. 225-240.

Хренов А.П. Кристаллизация базальтового расплава в процессе извержения. — В кн.: Проблемы глубинного магматизма. М., 1979, с. 76-79.

Цой П.В. Методы расчета отдельных задач тепломассопереноса. М.: Энергия, 1971. 383 с.

Чарный И.А. Подземная гидрогазодинамика. М.: Гостоптехиздат, 1963. 396 с.

Шарапов В.Н., Голубев В.С. Динамика взаимодействия магмы с породами. Новосибирск: Наука, 1976. 237 с.

Шейнман Ю.М. К проблеме генерации магм. — Сов. геология, 1968, № 2, с. 10-26.

Шейнман Ю.М. Проблема глубинных источников магм. — В кн.: Симпозиум по проблеме связи поверхностных структур земной коры с глубинными. Киев: Наукова думка, 1969. 14 с.

Штейнберг Г.С. О взрывном образовании кальдер. — Докл. АН, 1973, т. 208, № 6, с. 1342-1345.

Штейнберг Г.С. К определению энергии и глубины возникновения вулканических взрывов. — Геология и геофизика, 1975, № 7, с. 140-143.

Штейнберг Г.С. О соотношении расплав-газовая фаза в эксплозивную стадию эруптивного процесса на примере Большого трещинного Толбачинского извержения 1975 г. (Камчатка). — Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 2, с. 417-420.

Эрлих Э.Н. Современная структура и четвертичный вулканизм западной части Тихоокеанского кольца. Новосибирск: Наука, 1973. 242 с.

Ярошевский А.А. Зонное плавление мантии и некоторые проблемы первичной базальтовой магмы. — В кн.: Кора и верхняя мантия Земли. М.: Наука, 1968, с. 82-89.

- Allen E.T., Day A.L. Hot springs of the Yellowstone National Park. 1935. 171p.
- Anderson L.W., Anderegry I.W., Lawler J.E. Model Geysers. — *Am. J. Sci.*, 1978, v. 278, p. 725–738.
- Barth T.F.W. Volcanic Geology, Hot springs and Geysers of Iceland. 1950. 60 p.
- Carron J.-P. Vue d'ensemble sur la théologie des magmas silicates naturels. — *Bul. Soc. Franc. Mineral. et Cristallogr.*, 1969, t. 92, N 5, p. 435–446.
- Carron J.-P. Viscosité et diffusion dans les magmas silicates. — *Compt. Rend. Soc. Geol. France*, 1969 (1970), N 8, p. 282–283.
- Catalogue of the active volcanoes of the world, including solfatar fields. — *Internat. Volcanol. Assoc.*, 1951–1963.
- Cloos H. Der mechanismus tief vulkanischer Vorgänge. Braunschweig, 1921.
- Esher B.G. On the character of the Merapi eruption in central Java. — *Leids. Geol. Meded.*, 1933, Bd. 6, Afol. 1.
- Fenner C.N. The Katmai region Alaska and the great eruption of 1912. — *J. Geology*, 1920, v. 28, N 7.
- Fries C. Volumes and weights of pyroclastic material, lava and water erupted by Paricutin volcano, Mechoacan, Mexico. — *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1953, v. 34, p. 603–616.
- Fuji N., Uyeda S. Thermal instabilities during flow of magma in volcanic conduits. — *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, N 23, p. 3367–3369.
- Géze B. Sur la classification des dynamismes volcaniques. — *Bul. Volcanologique*, 1964, t. XXVII.
- Grange L.I. Geothermal steam for power in New Zealand. Wellington, 1955.
- Irvine T.N. Heat transfer during solidification of layered intrusions: I Sheets and sills. — *Can. J. Earth Sci.*, 1970, v. 7, N 4, p. 1031–1061.
- Iwasaki I. Geochemical investigation of geysers in Japan. — *Bul. Tokyo Inst. of Technology*, 1962, N 46, p. 1–60.
- Jaeger J.C. The temperature in the neighborhood of a cooling intrusive sheet. — *Am. J. Sci.*, 1957, v. 255, N 44, p. 306–318.
- Jaeger J.C. Temperatures outside a cooling intrusive sheet. — *Am. J. Sci.*, 1959, v. 259, N 1, p. 44–54.
- Jaeger J.C. The cooling of irregularly shaped igneous bodies. — *Am. J. Sci.*, 1961, v. 259, N 10, p. 721–734.
- Jaeger J.C. Thermal effects of intrusions. — *Rev. Geophysics*, 1964, v. 2, p. 443–466.
- Jaeger J.C. Cooling and solidification of igneous rocks (ed. by H.N. Hess and A. Poldervaart), v. 2. Basalts, 1968, New-York, p. 503–536.
- MacBirney A.R. Factors covering employment of volcanic necks. — *Am. J. Sci.*, 1959, v. 257, N 6, p. 431–448.
- Macdonald G.A., Abbott A.T. Volcanoes in the sea, Honolulu. University of Hawaii press. 1970, p. 441.
- MacGetchin R.T., Ultich C.W. Xenoliths in maars and diatremes with inference for Moon, Mars and Venus. — *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 78, N 11, p. 1833–1853.
- Minakami T. On the temperature and viscosity of the fresh lava extruded in the 1951 Oosima eruption. — *Bul. Earth Res. Inst.*, 1951, v. 29, p. 60–69.
- Murase T. Viscosity and related properties of volcanic rocks at 800° to 1400°C. — *J. Fac. Sci., Hokkaido, Univ., Japan, Ser. VII*, v. 1, N 6, 1962.
- Murase T., MacBirney A.R. Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. — *Geol. Soc. Am. Bul.*, 1973, v. 84, N 11, p. 3563–3592.
- Peck D.L., Wright T.L., Moore J.C. Crystallization of toleitic basalts in Alae Lava Lake, Hawaii. — *Bul. Volcanologie*, 1966, t. XXIX, p. 629–655.
- Perret F.A. Some conditions affecting volcanic eruptions. — *Science*, 1908. 277p.

- Piwiński A.J., Wyllie P.J. Experimental studies of igneous rock series: a zoned pluton in the Wallowa batholith, Oregon. — *J. Geology*, 1968, v. 76, N 2, p. 205–234.
- Piwiński A.J., Wyllie P.J. Experimental studies of igneous rock series: felsic body suite from the Needle point pluton, Wallowa batholith, Oregon. — *J. Geology*, 1970, v. 78, N 1, p. 52–75.
- Rinehart I.S. Fluctuations in geyser activity caused by variation in Earth Fidal Forces, Barometric pressure and tectonic stresses. — *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, N 2, p. 342–350.
- Roberts on J.K., Wyllie P.J. Experimental studies on rocks from the deboullie stock, northern maine, including melting relations in the water-deficient environment. — *J. Geology*, v. 79, N 5, p. 549–571.
- Sakuma. Elastic and viscous volcanic rocks at elevated temperature. — *Bull. Earthquake Res. Inst.*, Part. 1, 1952, v. 30, p. 269–279. Part 2, 1953, v. 31, p. 63–70. Part 3, 1953, v. 31, p. 291–303.
- Salvatore C.S. *Temperatura e viscosite delle lave dell Etna*. — *Atti. Assoc. Geofis. Ital.*, 1967 (1968), p. 261–288.
- Shaw H.R. Comments on viscositz, crystal setling and convection in grammatic magmas. — *Am. J. Sci.*, 1965, v. 263, N 2, p. 120–152.
- Shaw H.R. Rheology of basalt in the melting range. — *J. Petrol.*, 1969, v. 10, N 3, p. 510–535.
- Shaw H.R. Viscosities of magmatic silicate liquids: an empirical method of prediction. — *Am. J. Sci.*, 1972, v. 27, N 9, p. 870–893.
- Shaw H.R. Mantle convection and volcanic periodicity in the Pacific: evidence from Hawaii. — *Geol. Soc. Am. Bull.* v., 1973, p. 1505–1506.
- Shaw H.R., Wright T.L., Peck D., Okamura R. The viscosity of basaltic magma and analisis of field measurement in Makaopuchi lava lake, Hawaii. — *Am. J. Sci.*, 1968, v. 266, N 4, p. 225–264.
- Shozaburo T. Viscosity and yielding of basalt under high temperature. — *J. Phys. Earth*, 1969, v. 17, N 1, p. 91–94.
- Thorarinsson S. The eruptions of Hekla in historical times. Reykjavik MC MLXVII — H.F. Leiftur.
- Verhoogen J. Volcanic heat. — *Am. J. Sci.*, 1946, v. 244.
- Verhoogen J. Mechanics of ash formation. — *Am. J. Sci.*, 1951, v. 249.
- Vlodavetz V.I. On the character of magma differentiation in a volcanic vent. — *Geol. Rundschau*, 1968, v. 57, N 3, p. 966–972.
- Walker J.P., Wilson J., Bowell E.I.G. Explosive volcanic eruption. The rate of fall of pyroclasts. — *Geophys. J. Res. Astr. Soc.*, 1971, v. 22, p. 372–383.
- Warden A.J. The 1963–1965, eruption of Lopevi volcano (New Hebrides). — *Bull. volcanologique*, 1967, v. XXX, p. 277.
- White D.E. Some principles of geyser activity, mainly from steamboat springs, Nevada. — *Am. J. Sci.*, 1967, N 265, p. 641–684.
- Wickman F.E. *Arciv for mineral geologi.*, B. 4, H. 5. Stockholm, 1966.
- Wilson L. Explosive volcanic eruption. II. The atmospheric trajectories of pyroclastic. III Plinian eruption columns. — *Geoph. J. Res. Astr. Soc.*, 1976, v. 45, p. 543–556.
- Woodard H.H. Contact alteration in the North wall of the Cape neddick gallro, Maine. — *J. Geology*, 1968, v. 76, N 2, p. 191–204.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава I	
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА СИСТЕМЫ ПЛАСТ-ПАРОВОДЯНАЯ СКВАЖИНА	5
1. Общие положения и состояние исследований	-
2. Расчет установившегося движения газожидкостных смесей в скважинах	8
3. Расчет характеристик проводящей способности пароводяной скважины	9
4. Условие неустойчивости режима работы пароводяной скважины	15
5. Практические рекомендации по выбору оптимальной конструкции скважины	16
Глава II	
ГЕЙЗЕРНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ПАРОВОДЯНЫХ СКВАЖИН	18
1. Лабораторная модель реализации гейзерного режима	-
2. Определение характеристик продуктивного пласта по нестабильности режима работы гейзера	24
Глава III	
ПРИРОДА ВУЛКАНИЧЕСКИХ ИЗВЕРЖЕНИЙ С ПОЗИЦИИ ГИДРОДИНАМИКИ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ	27
1. Типы вулканических извержений, формы течения двухфазной смеси, газосодержание при вулканических извержениях	-
2. Схемы реализации двухфазных потоков на примерах извержений вулканов Алайд (1972), Шивелуч (1964), Толбачик (1975)	34
3. Дебит и периодичность вулканических извержений	38
Глава IV	
ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ В ПОДВОДЯЩЕМ КАНАЛЕ ВУЛКАНА	46
1. Физические свойства расплавов и граничные условия на стенке канала	-
2. Степень кристалличности продуктов извержения	56
3. Условия стеклования пород в контакте с интрузией	59
4. Модель извержения как процесс вспенивания газированной жидкости	60
5. Модель извержения как процесс установившегося двухфазного течения	65
Глава V	
ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ О МЕХАНИЗМЕ МАГМООБРАЗОВАНИЯ	73
ВЫВОДЫ	81
Приложение	
ЛИТЕРАТУРА	85

90 коп.

3451